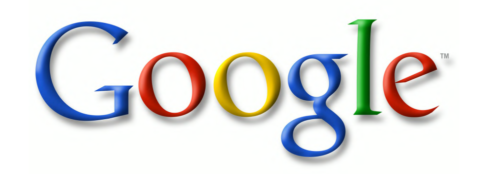




YACHTS ET YACHTING

THÉORIE DU YACHT

PAR

LOUIS MOISSENET
Ingénieur au Corps du Génie maritime
Ex-Membre fondateur de l'Union des Yachts français

PARIS

LIBRAIRIE POLYTECHNIQUE, BAUDRY ET Cie, ÉDITEURS
15, RUE DES SAINTS-PÈRES, 15
MAISON A LIÈGE, RUE DE LA RÉGENCE, 21

1898



YACHTS ET YACHTING

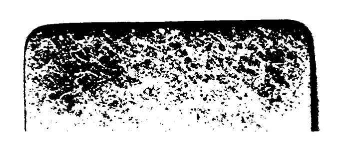
THÉORIE DU YACHT

PARIS

LIBRAIRIE POLYTECHNIQUE, BAUDRY ET Cie, ÉDIT.
15, RUE DES SAINTS-PÈRES, 15
MAISON A LIÈGE, RUE DE LA RÉGENCE, 21

1898


THE UNIVERSITY OF MICHIGAN
·LIBRARIES·
THE UNIVERSITY OF MICHIGAN
ARTES SCIENTIA VERITAS
1817



YACHTS ET YACHTING

THÉORIE DU YACHT

PARIS

LIBRAIRIE POLYTECHNIQUE, BAUDRY ET Cie, ÉDITEURS
15, RUE DES SAINTS-PÈRES, 15
MAISON A LIÈGE, RUE DE LA RÉGENCE, 21

1898

THÉORIE DU YACHT

CHAPITRE PREMIER

INTRODUCTION

Nous avons revendiqué, à la première page de notre *Voilure, navigation et manœuvre du yacht*, la priorité de l'exposé en *France* de la *science* du yachting. Il va sans dire, pourtant, que des auteurs français ont écrit avant nous sur le yachting. Mais, quelle que soit la valeur empirique de ceux de leurs ouvrages que nous avons eus entre les mains, nous n'avons pas vu qu'ils y aient apporté de préoccupations scientifiques ; ils y ont énoncé des faits, sans chercher à les grouper, à les commenter, à les expliquer.

D'autres auteurs dont nous nous plaisons à reconnaître la compétence ont, depuis la fondation de l'Union des yachts français, entrepris, sous le patronage de cette société, une encyclopédie du yachting à laquelle nous n'hésitons pas à attribuer d'avance une portée scientifique. Encore est-il que nul volume de cette encyclopédie, paru avant nos ouvrages, n'a pu nous servir de guide dans la rédac-

tion de notre *Traité de manœuvre* ; force nous a été de faire œuvre exclusivement personnelle, en mettant par écrit des connaissances acquises par la pratique directe et par l'enseignement expérimental.

Tel n'est plus le cas pour le nouveau volume que nous présentons au public. La théorie du yacht n'est qu'un cas particulier infime de la théorie du navire, et cette dernière science a été professée en France par des maîtres. Nous en avons appris les premiers éléments, à l'Ecole du Génie maritime, sous le haut enseignement de M. l'ingénieur de la Marine Pollard, qui, plus tard, aidé de la collaboration de M. l'ingénieur Dudebout, a tiré de son cours un magistral traité, admiré par tous ceux que préoccupe l'art naval. Il convient encore de citer la *Théorie du navire* de M. l'ingénieur Doyère, et celle de M. le capitaine de frégate Guyou. Ce dernier ouvrage en particulier, d'une clarté et d'une élégance géométrique exceptionnelles, nous a, à maintes reprises, fourni les plus précieux renseignements.

Nous tenons aussi à rendre hommage à M. Boyn, qui a fait œuvre bien française en traduisant l'important *Yacht architecture* et *Yacht sailing* de Dixon Kemp. Pourtant, malgré la valeur de l'ouvrage anglais, et la façon particulièrement savante et claire avec laquelle M. Boyn l'a transcrit en notre langue, nous n'avons pas eu besoin d'y faire beaucoup d'emprunts, alors qu'il nous était donné de puiser dans

les ouvrages français dont nous venons de citer les titres.

Mais encore les géométries de Pollard et Dudebout, de Guyou et de Doyère, par le fait même qu'elles s'étendent à l'étude de tous les navires, et plus spécialement à l'étude des navires à vapeur et de grand tonnage, dépassent en portée ce qui a trait aux yachts de faible déplacement.

De plus, leur caractère nettement scientifique les rendrait difficiles à lire pour le public du yachting. Notre œuvre en la circonstance a consisté non pas à substituer, comme en notre précédent volume, un embryon de science à de l'empirisme, mais au contraire à remplacer l'esprit scientifique par le simple esprit d'analyse méthodique. Nous avons cherché à réduire à son strict minimum, en la présente théorie, l'élément mathématique. Les quelques calculs et démonstrations qu'on y peut lire seront, nous l'espérons, aisément compris de tous : mais, même, si à défaut de pouvoir les suivre, on veut bien en accepter pour acquis les résultats, il sera facile de nous accompagner dans les déductions raisonnées que nous avons cru pouvoir en tirer.

Nous n'avons, dans ces conditions, guère tenté de donner à ces déductions une valeur *quantitative*. Nous avons cherché plutôt à indiquer *qualitativement* l'influence des diverses forces en jeu, suivant qu'on agit de telle ou telle façon sur tel ou tel élément de la construction. Nous nous sommes efforcé

de fournir ainsi des indications de toutes natures aux auteurs de plans de yachts, et à ce point de vue, notre *Théorie* est le complément naturel de notre *Architecture et construction du yacht*, premier volume de la série.

Mais aussi nous y avons étudié plus à fond celles des particularités de la propulsion ou de la stabilité qui ont trait à la navigation, mais dont l'examen approfondi n'eût pas été à sa place dans notre deuxième volume : *Voilure, navigation et manœuvre du yacht*. Nous croyons donc que, même sans prétendre à faire un jour œuvre de constructeurs, les yachtsmen pourront avec fruit lire le présent ouvrage.

En définitive, la série des trois volumes constitue un ensemble dans lequel nous avons voulu, en parlant alternativement des causes et des effets, montrer que le progrès de l'art naval n'est possible qu'à condition d'y pousser aussi loin que faire se peut la compréhension des phénomènes et l'esprit de méthode.

N'eussions-nous réussi qu'à faire admettre de tous cette vérité, que nous estimerions déjà avoir employé utilement notre temps. L'empirisme exclusif permet le progrès lent, mais à l'époque où nous vivons, ne progresser que lentement n'est plus admissible, même en matière de yachting.

CHAPITRE II

EXAMEN DES FORCES D'ACTION ET DE RÉACTION QUI S'EXERCENT SUR UN BATEAU A VOILES

Envisageons un bateau à voiles, bien balancé, naviguant par brise constante, à une certaine allure, en eau calme. L'expérience prouve qu'en pareil cas il prendra une vitesse rectiligne uniforme.

Les forces auxquelles le bateau est soumis sont alors (fig. 1):

1° La force du vent F ;

2° La réaction de l'eau sur la coque, et de l'air sur le fardage, Φ ;

3° La pesanteur P ;

4° La poussée hydrostatique Π ;

Pour plus de précision, il conviendrait d'admettre *a priori* que la réaction de l'eau sur la coque ne se compose pas en une force unique, mais bien en une force et un couple. Quitte à étudier en temps et lieu la nature et les effets de ce couple, nous considérerons en le présent chapitre son moment comme négligeable devant ceux des forces en jeu.

La force du vent, F, est la résultante des actions exercées sur les divers éléments de la voilure. Elle est appliquée en un certain point V, qu'on appelle *centre de voilure* et dont la position dépend de l'orientation et de l'inclinaison des voiles. Elle se décompose elle-même en trois composantes, l'une F_1, horizontale, dirigée parallèlement à l'axe du

bateau de l'arrière à l'avant, la seconde F_2, horizontale et transversale au bateau, et la troisième F_3, verticale et dirigée de haut en bas, puisque, sans plus attendre, on peut déjà préjuger que, sous l'effet des composantes horizontales, le bateau s'inclinera, et que, par suite, la force F_1 d'action sur une voilure inclinée sera dirigée elle-même obliquement par rapport à un plan horizontal et de haut en bas.

La réaction Φ est la résultante d'une part des réactions élémentaires que provoquent la carène et le gouvernail en se déplaçant dans l'eau, de l'autre des actions exercées sur le fardage par le vent, s'il est de l'arrière du travers ou des réactions exercées sur le fardage par l'air, si le vent vient de l'avant du travers. Elle est appliquée en un certain point D qu'on appelle *centre de dérive* et dont la position varie avec l'allure et la bande du bateau. La force Φ se décompose en trois composantes : l'une, Φ_1, horizontale dirigée parallèlement à l'axe, de l'avant à l'arrière du bateau, la seconde, Φ_2, horizontale, transversale au bateau, et en sens contraire de F_2, et la troisième Φ_3, verticale, et dirigée soit de haut en bas, soit de bas en haut, suivant que la somme des composantes verticales des surpressions exercées sur une partie de la carène est inférieure ou supérieure à la somme des composantes verticales des dépressions exercées sur le reste de la carène.

Le poids du bateau P est appliqué au *centre de gravité*, point mobile dans le bateau, dont la position dépend des différentes orientations données aux voiles et aux espars mobiles, et des déplacements longitudinaux et transversaux de l'équipage ou de poids mobiles, mais dont les changements de position sont de relativement faible amplitude. Il est dirigé verticalement, de haut en bas.

La poussée hydrostatique Π est appliquée au *centre de carène* C, point mobile dans le bateau, et dont la position dépend de la bande et de l'assiette. Elle est dirigée verticalement, de bas en haut.

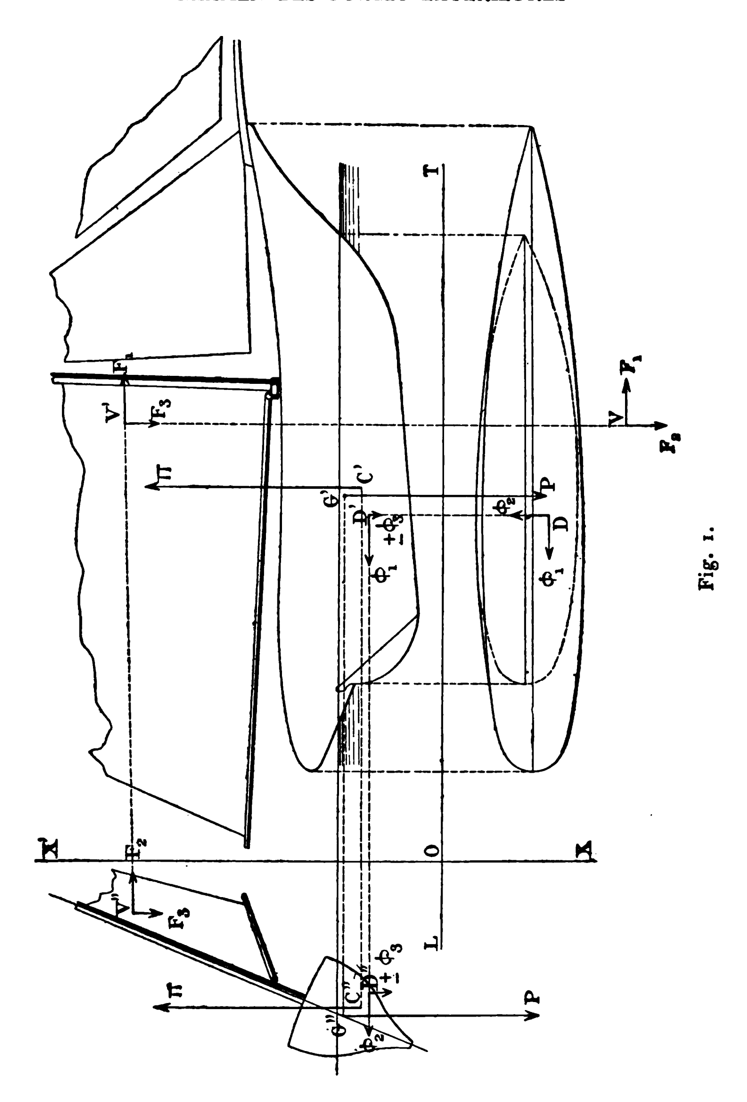


Fig. 1.

Projetons maintenant le bateau sur trois plans orthogonaux, l'un horizontal, le second vertical longitudinal (c'est-à-dire parallèle à l'axe de la flottaison du bateau au repos), le troisième vertical transversal (fig. 1), et figurons en chacune de ces trois projections les composantes des forces d'action et de réaction que nous venons d'énumérer et qui s'y projetteront en vraie grandeur.

Sur la projection horizontale n'apparaissent que les forces $F_1\ \Phi_1\ F_2\ \Phi_2$. La projection longitudinale nous montre les forces $F_1\Phi_1F_3 \pm \Phi_3P\Pi$. Enfin la projection transversale comporte les forces $F_2\Phi_2F_3 \pm \Phi_3P$ et Π.

Du moment que le bateau est animé d'une vitesse uniforme, on sait, d'après un théorème général de mécanique, que les sommes algébriques des projections de toutes les forces auxquelles il est soumis, sur trois axes orthogonaux, sont nulles, et que les sommes algébriques des moments de toutes ces forces par rapport à trois axes orthogonaux sont également nulles.

Projetons les forces en question sur une droite horizontale longitudinale LT, ligne de terre de géométrie descriptive, intersection des plans horizontal et longitudinal de projection.

Nous avons l'égalité :

(1) $$F_1 - \Phi_1 = 0$$

Soit OX la trace sur le plan horizontal du plan transversal vertical de projection, qui serait en géométrie descriptive un plan de profil. OX est un axe horizontal transversal. Projetons sur lui le système de forces, il vient :

(2) $$F_2 - \Phi_2 = 0$$

Prenons enfin comme axe vertical la trace OX' du plan transversal vertical de projection sur le plan vertical longitudinal, et projetons sur OX' le système de forces. Il vient :

(3) $$F_3 \pm \Phi_3 + P - \Pi = 0$$

Prenons maintenant les moments du système de forces par rapport aux mêmes axes. Pour prendre le moment des forces par rapport à LT, il suffit d'envisager les composantes des forces projetées sur le plan transversal, puisque les autres composantes sont parallèles à LT et n'ont par rapport à cet axe qu'un moment nul. De même les moments par rapport à OX sont ceux des composantes figurées dans le plan longitudinal seulement, et les moments par rapport à OX′ sont ceux des composantes figurées dans le plan horizontal seulement. Nous avons de la sorte successivement

(4) Σ Moments par rapp. à LT de $F_2, F_3, \Phi_2, \pm \Phi_3, P, \Pi = 0$
(5) Σ Moments par rapp. à OX de $F_1, F_3, \Phi_1, \pm \Phi_3, P, \Pi = 0$
(6) Σ Moments par rapp. à OX′ de $F_1, F_2, \Phi_1, \Phi_2 = 0$

Discutons et interprétons maintenant ces divers résultats.

L'égalité (1) $F_1 - \Phi_1 = 0$ montre que le régime régulier ne s'établit sous l'effort du vent, qu'à partir du moment où celui-ci produisant une action parallèle à l'axe, F_1, le bateau prend une vitesse suivant l'axe telle que la réaction longitudinale qui en résulte Φ_1 soit égale à F_1. La grandeur de la réaction Φ_1 égale à F_1 croissant dans le même sens que la vitesse du bateau, on voit, et c'était presque évident *a priori*, que la vitesse du bateau suivant l'axe dépendra *exclusivement* pour un bateau donné de la grandeur de la composante horizontale longitudinale F_2 de la force du vent sur la voilure.

De même l'égalité (2) $F_2 - \Phi_2 = 0$ montre que, au moment où la vitesse de régime est atteinte, le vent exerçant sur la voilure une force horizontale transversale F_2, le bateau prend une vitesse transversale, *sous le vent*, d'autant plus grande que F_2 est lui-même plus grand et telle que la réaction transversale qui en résulte Φ_2 soit égale à F_2. Mais la résistance à égalité de vitesse étant de beau-

coup plus grande pour la marche par le travers que pour la marche par l'avant, même si F_2 et F_1 et par suite Φ_2 et Φ_1 sont du même ordre de grandeur, la vitesse transversale sera toujours, dans un bateau bien conçu, moindre notablement que la vitesse suivant l'axe.

De l'égalité (3) $F_3 \pm \Phi_3 + P - \Pi = o$ il faut conclure que dans un navire en marche, le déplacement n'est pas, comme dans un navire immobile et voiles basses, égal seulement au poids du navire. A ce poids s'ajoute à coup sûr une surcharge F_3 due à l'action du vent sur la voilure inclinée. D'autre part le bateau n'étant plus dans une eau immobile, et ne subissant plus sur chacun des éléments de sa carène la pression hydrostatique, peut, suivant ses formes, subir dans le sens vertical une certaine surcharge ou un certain déjaugement, $\pm \Phi_3$.

Pourtant on ne constate pas facilement dans la pratique, surtout sur un bateau à voile, un changement d'immersion appréciable, par suite soit de l'action du vent, soit de la réaction de la carène. Nous nous réservons de discuter ultérieurement l'importance possible des termes F_3 et Φ_3, mais jusqu'à nouvel ordre nous les supposerons négligeables. Cette simplification est d'ailleurs admissible tout au moins chaque fois que la brise est modérée, car alors l'obliquité de la voilure est faible et la vitesse peu considérable.

Nous remplacerons donc provisoirement l'égalité (3) par l'égalité du poids et de la poussée hydrostatique :

$$(7) \qquad P - \Pi = o$$

Si toujours, à titre provisoire, nous poussons plus loin encore la simplification en considérant comme négligeables non seulement la somme $F_3 \pm \Phi_3$ mais encore chacun de ses termes F_3 et $\pm \Phi_3$, on pourra substituer aux égalités (4) et (5) les égalités

(8) Σ Moments par rapp. à LT de $F_2, \Phi_2, P, \Pi = 0$
(9) Σ Moments par rapp. à OX de $F_1 \Phi_1 P, \Pi = 0$

Les égalités (8) et (9) peuvent alors se mettre sous une forme plus simple ; si en effet on se reporte aux égalités (1), (2) et (7), on voit que les systèmes de forces deux à deux égales, parallèles et de sens contraire F_1 et Φ_1, F_2 et Φ_2, P et Π, constituent des couples.

Les égalités (8) et (9) s'écriront donc ;

(10) Moment par rapp. à LT du couple $F_2 \Phi_2$ = Moment par rapp. à LT du couple P, Π.

(11) Moment par rapp. à OX du couple F_1, Φ_1 = Moment par rapp. à OX du couple P, Π.

Ces égalités montrent que, sous l'effort du vent et la résistance de l'eau, le bateau s'incline, dans le sens transversal et dans le sens longitudinal, c'est-à-dire vient à la bande et en même temps change d'assiette. Cette bande et ce changement d'assiette ne sont limités que parce que, au moment où le bateau s'incline, son centre de carène se déplace, cesse de se trouver sur la même verticale que le centre de gravité, et qu'il se produit un couple de redressement entre le poids et la poussée hydrostatique, couple qui au moment où le régime est établi, fait équilibre au couple de l'action du vent et de la réaction de l'eau. Mais il est pour chaque bateau une bande qu'il ne faut pas dépasser, si l'on veut naviguer avec sécurité, et même seulement si l'on veut déployer un maximum de vitesse. Toutes choses égales d'ailleurs, moins le couple de redressement des forces P et Π correspondant à cette bande sera énergique, moins sera grande l'intensité de la force F_2 et de la réaction Φ_2 égale à F_2 suffisantes pour y amener le bateau.

Or la grandeur de F_2, pour chaque allure suivie, est évidemment liée à la grandeur de F_1. A plus ou moins d'in-

tensité dans l'action exercée par le vent sur tous les éléments de surface de la voilure, ou à plus ou moins d'étendue, pour la même intensité de brise, de la surface de voilure déployée, la force d'action F, si elle change de grandeur, ne changera pas ou tout au moins changera peu de direction par rapport au bateau. Donc ses composantes suivant l'axe et suivant la normale à l'axe resteront sensiblement proportionnelles entre elles.

Par conséquent, plus, toutes choses égales d'ailleurs, l'intensité du couple de redressement P,Π sera considérable, plus la force transversale F_2 que le bateau pourra supporter sans atteindre une bande inquiétante sera grande, plus grande sera la force longitudinale F_1 qu'on pourra faire naître de l'action du vent sur les voiles, plus enfin sera grande la vitesse du bateau.

Dans tous les cas où la brise est assez fraîche pour qu'il y ait lieu d'assigner une limite à la surface de toile qui pourra être établie, on doit considérer que la force motrice maxima dont disposera un bateau à voile est fonction immédiate de l'intensité de son couple de redressement, c'est-à-dire de sa stabilité. *La stabilité est la force motrice du bateau à voile.*

Par stabilité, on entend généralement stabilité transversale. Ce n'est du reste que la stabilité transversale, limitatrice de la bande, que nous venons d'envisager. Mais dans le cas d'une allure vent arrière ou très grand largue où la composante transversale F_2 est très réduite, la stabilité transversale n'est plus en cause. Par contre, la stabilité longitudinale intervient, puisque l'on n'a intérêt à faire croître, par un accroissement de la voilure, la grandeur de F_1 qu'autant que le changement d'assiette résultant du couple $F_1\Phi_1$ et limité par le couple longitudinal résistant PΠ n'est pas tel que le bateau tende à engager de l'avant, à soulever une vague énorme, à provoquer une

grande réaction de l'eau sans pour cela marcher plus vite (fig. 2).

La stabilité intéressante, en matière de propagation du bateau par les voiles, est donc la stabilité complète, aussi

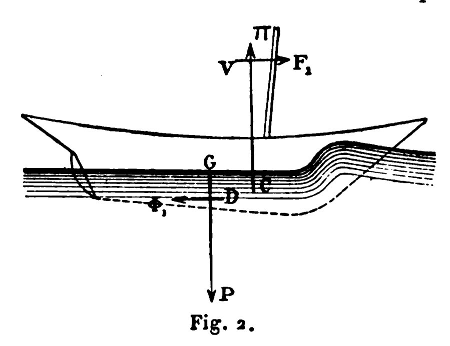


Fig. 2.

bien par l'avant que par le travers et que dans les directions comprises entre l'axe et la normale à l'axe ; c'est par l'étude de la stabilité que nous ferons débuter le présent volume.

Mais auparavant il nous reste à examiner et à interpréter l'égalité (6) Σ moments par rapp. à OX' de $F_1F_2\Phi_1\Phi_2 = 0$

Si nous extrayons de la figure (1) la projection horizontale où sont projetées en vraie grandeur les forces $F_1F_2\Phi_1\Phi_2$ (fig. 3), nous voyons que ces forces peuvent se composer respectivement deux à deux suivant les résultantes $F'\Phi'$. L'égalité (6) se résumera alors en l'égalité.

(12) Σ moments par rapp. à OX' de $F', \Phi' = 0$

Or, il résulte évidemment des égalités (1) et (2) que l'on a

(13) $$F' = \Phi'$$

et aussi que F' et Φ' sont parallèles.

Ces deux forces, égales, parallèles et de sens contraire constituent un couple dont le moment ne peut être nul que

si le bras de levier du couple est nul ; c'est-à-dire que si la ligne qui joint les points D et V, projections sur le plan horizontal des centres de dérive D et de voilure V est elle-même en prolongement des forces F' et Φ', projections des

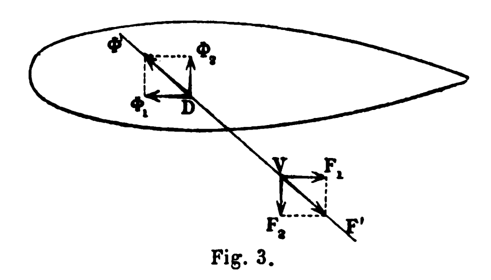


Fig. 3.

composantes horizontales des forces d'action du vent F et de réaction de l'eau Φ.

Si l'on prolonge la force F et la force Φ jusqu'à leurs intersections avec le plan diamétral de symétrie du bateau, et qu'à titre de simplification provisoire, on suppose leurs points d'applications V et D ramenés à ces intersections, on voit que la condition énoncée ci-dessus, et nécessaire pour le maintien de la vitesse de régime en direction, se traduira par la simple condition que les deux points V et D du plan de symétrie soient situés sur l'intersection de ce plan avec un plan vertical parallèle à la direction des forces F et Φ. Si nous nous reportons par la pensée non pas à la figure (1), mais à un plan de formes de bateau sur lequel le plan diamétral de symétrie est supposé vertical lui-même, cette intersection avec un second plan vertical est elle-même une droite verticale. D'où l'expression simplifiée usuelle :

Pour qu'un bateau navigue en ligne droite, il faut que son centre de voilure et son centre de dérive soient sur une même verticale.

:tte assertion, comme on le voit, n'est pas radicalement se; commentée et interprétée comme elle vient de l'être, est voisine de la réalité des faits pour un bateau peu né. Mais elle devient inacceptable dès que, et c'est ıeureusement une erreur trop répandue, on pousse rit de simplification jusqu'à concevoir pour un bateau ıé un centre de voilure unique et un centre de dérive ue, tous deux logés dans le plan diamétral. La posi- du centre de voilure et du centre de dérive varient dans limites très étendues ; c'est ce que nous nous proposons ire ressortir en la deuxième partie de ce volume, en elle nous étudierons généralement les forces d'action : réaction, considérées comme déterminant la transla- du bateau, soit suivant l'axe, soit transversalement à et comme constituant un couple inclinant, antagoniste ouple de redressement, couple étudié au cours de la nière partie.

Première partie

STABILITÉ

CHAPITRE III

LA STABILITÉ SOUS VOILES ENVISAGÉE EXPÉRIMENTALEMENT

Quand un bateau est en eau absolument calme, par brise absolument nulle, et que son équipage est absent du bord, ou tout au moins immobile à bord, et placé symétriquement par rapport à l'axe, le bateau, à moins qu'il n'ait quelque vice de construction, flotte dans une position telle que son plan longitudinal de symétrie soit vertical.

Si une cause momentanée de mouvement intervient, telle que le passage d'une courte risée, d'une petite houle, ou que le déplacement d'un homme à bord, le bateau s'incline. Le plan longitudinal du bateau s'écarte de sa position verticale initiale, jusqu'à ouvrir avec elle un angle dont la grandeur dépend de l'intensité de la cause perturbatrice du repos. Puis, la cause en question ayant cessé d'agir, le bateau se redresse, mais ne s'arrête pas du premier coup à sa position initiale ; il la dépasse d'un angle à peu près égal à l'angle dont il s'en était d'abord écarté, se redresse à nouveau pour dépasser à nouveau la position

verticale et s'incliner à nouveau en sens contraire. En un mot, il prend un mouvement d'oscillation pendulaire nommé *roulis* dans lequel les oscillations deviennent de plus en plus petites à cause de la résistance que l'eau leur oppose. Enfin l'amplitude des oscillations décroît jusqu'à zéro, et le bateau redevient immobile à sa première position, où le plan longitudinal axial est vertical.

Cette position doit donc être considérée comme une position d'équilibre *stable*, puisque c'est celle à laquelle tend à revenir de lui-même le bateau dès qu'il en est écarté.

Si maintenant le bateau est à la voile, et navigue sous l'influence d'une brise d'abord peu intense, il s'incline faiblement, et sa mâture passe sous le vent de la verticale.

A mesure que la brise fraîchit, la bande prise par le bateau, à égalité de toile, s'accroît.

Mais, en eau calme, pour une intensité constante donnée de brise, et pour une surface et une orientation constantes données de voilure, tant qu'aucune cause extérieure n'intervient, la bande du bateau reste constante. Une cause perturbatrice momentanée, telle qu'une variation momentanée d'intensité de la brise, le passage d'une houle, le déplacement d'un homme à bord, fera momentanément croître ou décroître la bande du bateau suivant le sens où elle agira ; et si elle cesse d'agir, le bateau reprendra, au bout de plus ou moins d'oscillations pendulaires, l'inclinaison qu'il avait avant qu'elle eût commencé à agir. La position inclinée prise par un bateau en marche sous l'effet d'une brise constante est donc une position d'équilibre *stable* tant que ni l'intensité de la brise, ni la voilure ou l'allure du bateau ne varieront.

Toutefois, sur un grand nombre de bateaux, ou pour mieux dire sur tous les bateaux à l'exception de certains yachts, il n'existe de positions d'équilibre stable à la bande que pour celles des combinaisons de voilure déployée et

d'intensité de brise régnante dans lesquelles le rapport de la surface déployée à l'intensité de la brise ne dépasse pas un certain maximum.

Si, à égalité de voilure, le bateau est exposé à une brise de fraîcheur croissant progressivement et sans à coup, le bateau prend progressivement de plus en plus de bande, puis, arrivé à une certaine bande déterminée, il s'incline brusquement beaucoup plus, se couche horizontalement sur l'eau, quelquefois même continue ce mouvement de rotation à tel point que la mâture s'immerge et que la quille s'émerge. En un mot le bateau *chavire*. Et une fois chaviré, ne fût-ce que sur le côté, il reste en état d'équilibre stable, si sa construction lui permet de flotter après chavirement, en ce sens qu'il ne se redresse plus de lui-même, malgré la diminution de toile qu'on pourra chercher à obtenir, ou le retour du calme.

D'autres fois encore, un bateau qui navigue sous une brise donnée et avec une voilure donnée, et qui fait route en eau calme depuis quelque temps déjà sans chavirer, chavirera sous l'effet d'une cause perturbatrice brusque et momentanée, passage d'une courte rafale ou d'une houle. Bien entendu les résultats du chavirement seront les mêmes, malgré la diversité des circonstances où il se produit, dans les deux cas dont nous venons de parler.

Pour tout bateau qui n'a pas chaviré, soit qu'il soit *inchavirable*, c'est-à-dire que des particularités de construction lui permettent de venir jusqu'à se coucher horizontalement sur l'eau et de se redresser encore quand l'effort inclinant cesse d'agir avec la même intensité, soit que, étant *chavirable*, il n'ait pas été soumis à l'action d'un vent assez intense pour le faire chavirer, si la fraîcheur de la brise diminue le bateau se redresse progressivement.

Si d'autre part, la brise restant constante, on fait varier soit l'étendue de surface de voilure déployée, soit l'orien-

tation de la voilure par rapport au vent, on fera varier en même temps la bande d'équilibre prise par le bateau. Une augmentation de surface de toile se traduit par une augmentation de bande et réciproquement. On n'a intérêt que très exceptionnellement (par exemple pour déséchouer un bateau,— voir, *Voilure, navigation et manœuvre du yacht*, chapitre XXX), — à forcer de toile expressément dans le but d'augmenter la bande. Par contre, il est de toute fréquence qu'on réduise la voilure pour diminuer la bande devenue dangereuse ou tout au moins excessive. Comme les réductions de voilure ne peuvent pas s'opérer d'une façon progressive et continue, et comportent la suppression d'une quantité importante de toile à la fois, le bateau, après enlèvement des voiles hautes, ou après la prise d'un ris de plus dans les voiles basses, se redresse d'un angle fini et retrouve, à brise toujours supposée constante, une nouvelle position d'équilibre stable, notablement plus près de la verticale que celles qu'il occupait précédemment. La brise peut alors augmenter quelque temps d'intensité avant que le bateau revienne à sa bande dangereuse. Si elle fraîchit assez pour l'y ramener, on prendra un nouveau ris. Ce n'est que quand le bateau naviguera au bas ris de la voile de cape qu'il n'y aura plus, à une brise tellement violente que sous cette toile ultra réduite la bande dangereuse soit atteinte, d'autre remède que de tout amener, ou tout au moins que de changer de route.

En effet, ainsi que nous venons de le dire, l'orientation des voiles par rapport au vent fait varier dans des limites étendues la bande d'équilibre correspondant à la même fraîcheur de brise, et à la même surface de toile déployée. L'on sait d'autre part que pour une route déterminée à suivre par rapport à la direction du vent, il est une orientation des voiles par rapport au bateau qui s'impose, si l'on veut utiliser la voilure le mieux possible.

En thèse générale, et sans se localiser dans le cas limite où l'on renonce à obtenir cette meilleure utilisation, dans le but de diminuer la bande excessive du bateau, le vent tend d'autant plus à produire un effort inclinant transversal que les voiles sont bordées plus plat, c'est-à-dire, en se reportant aux considérations émises en notre deuxième volume, que l'on navigue plus près du vent. C'est sous les allures voisines du plus près que la composante transversale horizontale F_2 de l'action du vent sur les voiles atteint son maximum. A mesure que l'allure devient plus largue, F_2 diminue au bénéfice de la composante horizontale longitudinale F_1. Donc, à égalité de brise et de toile déployée, la bande transversale d'équilibre prise par le bateau sera d'autant moindre que l'allure sera plus largue. Ou encore, à bande égale, le bateau portera d'autant plus de toile, ou supportera une brise d'autant plus fraîche que son cap sera plus éloigné du lit du vent.

Passons maintenant à l'examen des mouvements du bateau dans le plan longitudinal. A l'origine, avec une eau calme et une brise nulle, le bateau flotte dans une position bien définie, pour laquelle son mât par exemple, pris comme ligne de repère, fait avec la verticale un angle donné α.

Si une cause perturbatrice momentanée, de l'ordre de celles dont nous avons parlé, intervient, mais dans la direction du plan axial, le bateau change d'orientation, l'angle de son mât et de la verticale devient, suivant le sens d'action de la force, plus grand ou plus petit que α. En tous cas, lorsque la force perturbatrice disparaît, le bateau se redresse, atteint, dépasse sa position initiale, revient sur lui-même et dépasse à nouveau cette position, bref, subit, dans le sens longitudinal un mouvement d'oscillations pendulaires nommé *tangage*.

Le tangage diminue peu à peu d'amplitude, plus rapi-

dement à égalité de force perturbatrice subie, que le roulis n'eût diminué, et le bateau s'arrête enfin en une position telle que son mât fasse encore avec la verticale l'angle initial α. Il est donc une position d'*équilibre stable* unique, aussi bien dans le plan longitudinal que dans le plan transversal, pour un bateau abandonné à lui-même, sans brise et sur une eau calme.

Sous l'action du vent sur la voilure déployée, le bateau s'incline d'abord longitudinalement. Comme, sauf dans des cas tellement exceptionnels qu'il n'en faut parler que pour mémoire, le vent agit sur la voilure de l'arrière à l'avant, c'est toujours vers l'avant que l'effort de propulsion du vent F_1 tend à faire incliner le bateau. Mais ici, les phénomènes observés se compliquent.

Tout d'abord l'inclinaison causée par la brise dans le sens longitudinal est beaucoup moindre que dans le sens transversal, à cause de la résistance beaucoup plus grande opposée par le bateau lui-même à s'incliner longitudinalement. D'autre part, le point d'application de la force de réaction de l'eau Φ peut varier de position avec les bateaux dans des limites assez étendues. Or, suivant que ce point est plus où moins voisin de l'avant, la composante verticale Φ_3 produit un effet plus ou moins sensible, à égalité d'intensité. Nous avons dit d'ailleurs que cette composante est, suivant les cas, positive ou négative. On voit à quel point son intervention influera diversement sur l'orientation prise par le bateau dans le sens longitudinal axial. Il ne nous est pas possible de la passer sous silence même momentanément, comme nous venons de le faire pour tout ce qui a trait à la stabilité transversale.

On constate en effet des divergences de phénomènes en apparence étranges si l'on envisage les bateaux au point de vue de leur assiette pendant la marche. Certains bateaux en faisant de la vitesse tendent à piquer du nez, d'autres

au contraire à se mâter. Le même bateau donnant la même vitesse à deux allures différentes se mâtera à l'une de ces allures et piquera du nez à l'autre, et ce probablement parce que la différence des bandes prises pour la même vitesse à deux allures différentes vient déplacer le point d'application de la force Φ sur la coque.

Quoi qu'il en soit, il reste évident que la composante longitudinale F_1 tend exclusivement à faire piquer le bateau du nez, et aussi que, la réaction Φ_3 mise à part, l'inclinaison longitudinale prise par le bateau ne croîtrait pas indéfiniment, à cause de l'intervention du couple de redressement P, Π.

Enfin, dans tout bateau en marche, l'inclinaison prise est à la fois transversale et longitudinale. Les deux composantes d'inclinaison se combinent, et donnent au bateau sa position réelle résultante.

CHAPITRE IV

COURBE DES BRAS DE LEVIER DU COUPLE DE REDRESSEMENT SURFACES DES CENTRES DE CARÈNE

Si l'on rapproche les phénomènes expérimentaux énoncés au précédent chapitre des considérations théoriques émises au chapitre II, on peut s'expliquer nettement, en même temps que les phénomènes eux-mêmes, la nature des propriétés en vertu desquelles les bateaux sont stables, et préjuger des mesures à prendre pour faire varier, dans des limites plus ou moins étendues, la grandeur de leur stabilité.

Nous avons fait ressortir, en effet, par les égalités (10) et (11)

Moments par rapport à LT du couple $F_2, \Phi_2 =$ moment par rapport à LT du couple P, Π

et moment par rapport à OX du couple $F_1 \Phi_1 =$ moment par rapport à OX du couple P, Π

que, abstraction faite des composantes verticales de l'action du vent et de la réaction de l'eau, l'équilibre résulte pour un bateau incliné, sous l'action du vent et sous la réaction de l'eau, de la naissance, par le seul fait de son inclinaison, d'un couple dont les forces composantes sont le poids du bateau, appliqué en son centre de gravité et la poussée hydrostatique, appliquée en son centre de carène (fig. 4). Tout bateau incliné sous quelque cause que ce soit est d'ailleurs évidemment sollicité à se redresser par le couple en question P, Π.

De ce que le bateau abandonné à lui-même, sur une eau

calme et sans brise, reste immobile en une position bien déterminée, on doit conclure qu'en cette position, le couple P,Π a un moment nul, c'est-à-dire, puisque les forces qui le composent sont constantes et ne s'annulent point, que le bras de levier de ce couple est nul, ou enfin, que

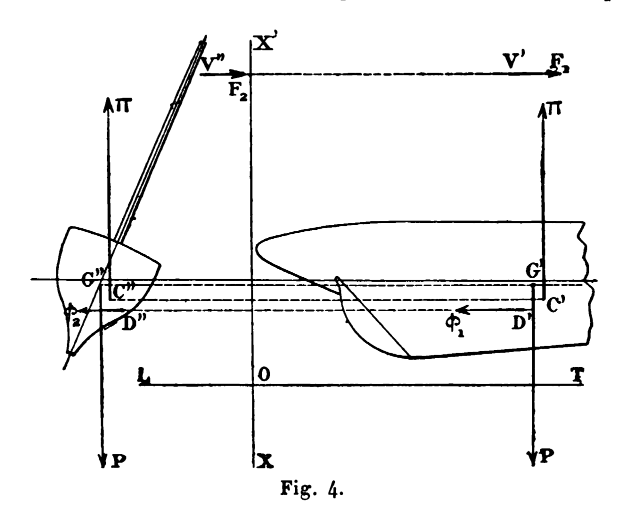


Fig. 4.

dans ce cas, le centre de carène et le centre de gravité sont sur la même verticale.

Les bateaux étant dessinés symétriques de formes, leur centre de carène prévu et plus ou moins exactement déterminé est en tous cas situé dans le plan longitudinal de symétrie. D'autre part, la grande majorité des poids à bord sont disposés symétriquement, et une des préoccupations du constructeur doit être d'équilibrer d'un côté et de l'autre du plan de symétrie les objets d'armement par circonstances asymétriques. La présence simultanée du centre de gravité et du centre de carène dans le plan de symétrie explique donc qu'au repos ce plan de symétrie soit vertical.

D'autre part, *l'assiette* du bateau, c'est-à-dire son orientation longitudinale par rapport à la surface de l'eau, se règle d'elle-même de façon telle que les deux centres soient sur la même verticale du globe. Autrement dit, ce qui définit la direction des verticales réelles du plan longitudinal axial, c'est la position relative du centre de gravité et du centre de carène : elles sont parallèles à la droite qui joint ces deux points.

Soit dit en passant, quand on trace un bateau et qu'on lui donne *a priori* une flottaison prévue, les verticales du plan sont les normales à cette flottaison. Les verticales prévues ne coïncideront donc, une fois le bateau à l'eau, avec les verticales du globe qu'autant qu'à l'étude et à la construction du bateau on aura réussi à placer le centre de carène et le centre de gravité sur la même verticale du plan.

Ceci posé, de ce que le bateau, écarté de sa position initiale par une cause momentanée s'arrête, au bout d'un déplacement angulaire limité et tend, sitôt la cause disparue, à revenir dans sa position initiale, il faut conclure que, au premier début de l'inclinaison que prend le bateau, tandis que par rapport au bateau le centre de gravité reste fixe sensiblement, le centre de carène se déplace assez pour faire naître un couple antagoniste de redressement. C'est ce que nous avons fait déjà suffisamment ressortir au chapitre V de notre *Architecture et construction du yacht*.

Quant au mouvement pendulaire qui se produit avant le retour définitif à la position initiale, il s'explique tout naturellement par la vitesse acquise au moment où le bateau, incliné d'abord, puis abandonné à lui-même, se redresse. Par inertie il se trouve lancé de l'autre côté de sa position d'équilibre, fait naître un couple de redressement agissant en sens inverse qui l'arrête dans son nouvel écart, puis lui donne une nouvelle vitesse, dans le sens de sa

première inclinaison, et ainsi de suite jusqu'à ce que la résistance de l'eau ait amorti le travail emmagasiné dans le bateau par l'effort de la cause perturbatrice première. Au reste, si la cause perturbatrice, au lieu de naître puis de disparaître totalement comme nous l'avons supposé, agissait d'abord lentement puis disparaissait graduellement, tout mouvement pendulaire cesserait de se produire. Le bateau serait, sans vitesse, amené d'abord à un certain angle, puis ramené à la position droite.

De ce que, sous l'effort du vent, agissant sur les voiles, le bateau prend une position d'équilibre stable, et bien déterminée, pour une intensité de brise, une surface de toile et une allure constante, et que cette position est d'autant plus oblique que l'intensité de l'action du vent est plus considérable, il faut conclure que le couple de redressement des forces P,π, croît, tout au moins au début, et pendant une première partie de l'inclinaison, avec la bande du bateau : *Il est en effet toujours égal, quand le bateau est dans un état de régime, au couple inclinant.*

D'ailleurs P et π sont des forces constantes; il faut en définitive conclure que le bras de levier du couple de redressement croît tout d'abord à mesure que le bateau s'incline. Rendons-nous bien compte de la nature de ce bras de levier. Envisageons pour plus de simplicité la projection transversale des forces agissant sur le navire (fig. 5). Le centre de gravité se projette en G, point situé sur l'axe, et que nous pouvons sans inconvénient considérer comme fixe, en négligeant les influences qui peuvent le déplacer par le fait de l'inclinaison du bateau (à savoir le passage sous le vent de la voilure et des espars), parce que, dans la plupart des cas, le déplacement au vent d'une partie de l'équipage fait équilibre à cette influence.

D'autre part, le centre de carène C se projettera forcément, pour que le couple de redressement se manifeste,

sous le vent de la verticale passant par G, c'est-à-dire, par rapport à cette verticale, du côté où le bateau s'immerge. La projection du bras de levier du couple de redressement est Gh, distance du point G à la verticale nouvelle passant par C.

Nous verrons ultérieurement comment on détermine les

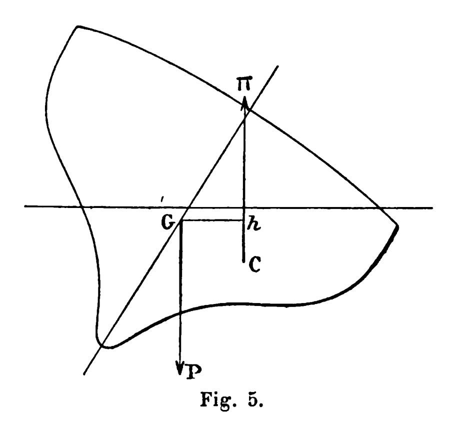


Fig. 5.

positions du centre de carène pour les diverses situations inclinées du bateau. Supposons pour le moment le problème résolu, et admettons que pour un certain nombre d'inclinaisons, de 10 en 10 degrés par exemple, nous connaissions la position du point C. Nous en déduirons immédiatement les longueurs du bras de levier Gh dans les divers cas : il nous suffira de faire passer en chaque cas par le point C une normale à la direction de la flottaison correspondante, et de mener par G une perpendiculaire à cette normale.

Ceci fait, portons en abscisses sur une droite quelconque XX des points équidistants (fig. 6) ; la distance de deux de ces points représentera, à une échelle convenue, dix degrés d'inclinaison du bateau. Elevons en chaque point une

perpendiculaire à la droite XX, et sur chaque perpendiculaire portons une longueur représentant, à une échelle choisie, la longueur du bras de levier G*h* correspondant à l'inclinaison considérée. En joignant par une courbe continue les points ainsi obtenus, nous aurons figuré la *courbe des bras de levier* du couple de redressement, ou encore,

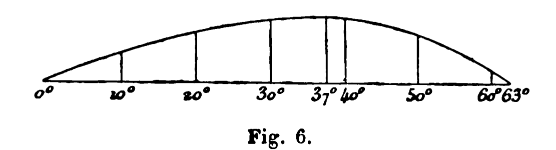


Fig. 6.

à un facteur constant près égal aux forces PΠ, la *courbe des moments* du couple de redressement.

Nous sommes dès à présent en mesure de préjuger de la forme de cette courbe. Tout d'abord, nous savons que pour tout bateau elle a pour origine le point de l'axe correspondant à l'inclinaison nulle, puisque, ainsi que nous l'avons dit plus haut, en flottaison droite, le moment du couple de redressement est nul. A partir de ce point, la courbe commence par s'élever au-dessus de l'axe, puisque, jusqu'à une certaine limite tout au moins, tous les bateaux trouvent des positions d'équilibre à des inclinaisons de plus en plus grandes sous l'effet des couples inclinants et des couples de redressement toujours égaux entre eux et croissants.

Si maintenant il s'agit de bateaux chavirables, la courbe des moments du couple de redressement atteindra un maximum, et décroîtra ensuite. Nous avons, sur la figure, indiqué un maximum, résultant du tracé continu de la courbe, pour une inclinaison d'environ 37°. De o à 37°, le couple inclinant et le couple de redressement se font équilibre en chaque inclinaison. Mais si le couple inclinant dépasse celui dont le moment amène le bateau à une bande

de 37°, il ne trouve plus comme couple antagoniste qu'un couple de moment moindre que celui qui maintenait l'équilibre à cette bande. La prépondérance du couple inclinant sur le couple de redressement se manifeste et a pour effet d'incliner davantage le bateau. Plus celui-ci s'incline, plus le moment du couple de redressement décroît, et plus par suite le couple inclinant agit avec efficacité. Enfin, à une inclinaison déterminée, qui sur la figure correspond pour fixer les idées à 63°, le couple de redressement devient nul. Une fois cette inclinaison atteinte, plus rien ne tend donc à redresser le bateau, même si tout effort inclinant cesse d'agir.

Qui plus est, le bras de levier du couple P,π après avoir crû de o à un maximum, puis décru de ce maximum à o, deviendra négatif pour les inclinaisons plus grandes que celles à laquelle il s'annule. Autrement dit, à ces grandes

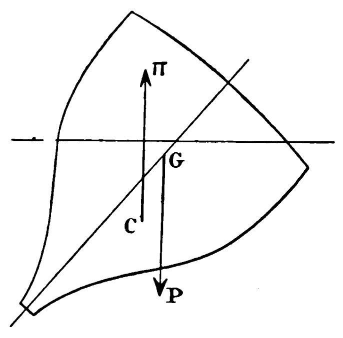


Fig. 7.

inclinaisons, le centre de carène passera *au vent* de la verticale du centre de gravité (fig. 7) ; dans ces conditions, le couple des forces P,π, au lieu d'être un couple de redressement, deviendra à son tour couple inclinant, et sous l'effet combiné de la pesanteur et de la poussée, indépendam-

ment de toute action de la brise, le bateau continuera son mouvement de rotation, achèvera de chavirer.

Ce qui vient d'être dit correspond au cas d'un bateau qui, penché de plus en plus sous l'effet d'une brise progressivement croissante, atteint une bande excessive et chavire sitôt cette bande atteinte. Mais nous avons dit qu'un bateau pouvait naviguer pendant quelque temps à une bande donnée sans chavirer, puis chavirer tout à coup sous l'effet d'une cause d'inclinaison brusque, même très courte, passage d'une rafale ou d'une houle. En ce cas, voici comment les choses se passeront. Le bateau, puisqu'il conservait une bande d'équilibre, ne naviguait pas à une inclinaison correspondante au maximum du couple de redressement. Toutefois, il en était vraisemblablement peu éloigné. Le passage de la rafale ou de la houle lui donnant un surcroît momentané d'inclinaison lui ont fait dépasser la position correspondant au bras de levier maximum, et atteindre de l'autre côté de cette position une bande à laquelle le bras de levier du couple résistant est inférieur à celui du couple inclinant correspondant à l'intensité de la brise régnante, c'est-à-dire au bras de levier du couple de redressement pour l'inclinaison à laquelle il naviguait jusque-là. On conçoit qu'à partir de ce moment, le couple inclinant

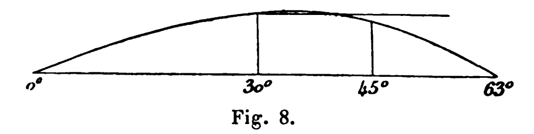


Fig. 8.

l'emporte et que tout se passe comme dans le cas précédent. (Pour fixer les idées nous supposerons (fig. 8) que le bateau naviguait à 30° de bande et que la cause momentanée de surcroît d'inclinaison l'a amené à une bande de 45°, pour laquelle l'ordonnée de la courbe est plus petite que celle qui se trouve à l'abscisse de 30°).

Un troisième cas de chavirement peut se produire. C'est celui où un bateau, au lieu d'être soumis à l'action d'une brise croissant progressivement jusqu'à une intensité donnée, passe brusquement du calme à l'action de cette brise. Ce cas se rencontrera dans la pratique par exemple au moment où un bateau sort d'une région abritée pour entrer dans une région venteuse. Le bateau s'incline brusquement, acquiert une vitesse notable d'inclinaison. Au lieu de s'arrêter à la bande pour laquelle le moment de redressement est égal au moment inclinant correspondant à la brise régnante et à la toile déployée, il dépasse, en vertu de la vitesse acquise, cette bande, dépasse la bande de moment de redressement maximum, dépasse même la bande où le moment de redressement a décru assez pour redevenir égal au moment inclinant actuel. Le chavirement s'achève alors comme dans le cas précédent. Les deux cas ont ceci de commun que le chavirement y est dû à une variation brusque et momentanée de l'état de la brise : on voit toutefois que l'application brusque d'une brise d'une intensité donnée, succédant à un calme, peut produire le même effet qu'une survente momentanée par rapport à la même brise, laquelle atteinte progressivement, et non suivie de survente, ne fera pas chavirer le bateau.

Enfin un bateau peut chavirer d'un seul coup, au passage d'une violente risée, précédée et *suivie* de calme même presque absolu, cas qui peut se présenter par exemple au débouché d'une coulée (voir *Voilure, manœuvre et navigation du yacht*, chap. XII). Il suffira pour cela que sous l'effet de cette risée le bateau dépasse la bande qui correspond au couple de redressement nul. Il sera soumis alors au couple inclinant des forces P,Π qui achèvera de le faire chavirer.

Il faut, en résumé, distinguer entre les divers cas de chavirement, deux espèces bien distinctes de chavirement : les

chavirements *statiques* et les chavirements *dynamiques*, les chavirements *sans choc* ou *avec choc*. Le chavirement statique, c'est-à-dire sans choc, se produit fatalement dès que sous un effort durable du vent, est dépassée la bande qui donne le maximum de bras de levier. L'autre ne se produit que si le bateau, en s'inclinant momentanément à l'excès, a dépassé une limite d'inclinaison, variable suivant les cas, et figurée par un point situé dans la région descendante de la courbe ; mais pourtant le bateau peut éventuellement s'incliner assez pour atteindre cette région descendante sans pour cela chavirer. Le chavirement n'est absolument certain que si la bande atteinte est celle où le couple de redressement s'annule.

Quoi qu'il en soit, il y a évidemment tout intérêt à donner aux bateaux une forme telle que leur bande de chavirement définitif et leur bande de bras de levier maximum de redressement soient le plus grandes possible. Il faut que le bateau puisse naviguer en quelque sorte couché sur l'eau sans être en danger de sombrer. Cette condition est largement réalisée pour la plupart des yachts proprement dits dont le couple de redressement ne s'annule pas, et peut-être même ne fait qu'atteindre son maximum, quand ils sont couchés horizontalement sur l'eau. Nous verrons dans un prochain chapitre à quoi ils doivent cette heureuse propriété, et en général par quels moyens on peut, en dessinant un yacht, présumer par avance que sa courbe des bras de levier de redressement aura une forme satisfaisante.

Stabilité longitudinale. — La stabilité longitudinale est obtenue par le même mécanisme que la stabilité transversale. Quand le bateau s'incline dans le sens longitudinal, le centre de carène se déplace longitudinalement et va au devant de la nouvelle verticale du centre de gravité, de

façon à constituer entre les forces P et Π un couple longitudinal de redressement. Dans la pratique ordinaire, le bras de levier de ce couple est loin d'atteindre son maximum quand le bateau arrive au changement d'assiette le plus grand qu'il puisse subir sous l'effet combiné de l'action du vent et de la réaction de l'eau. Les cas de chavirement longitudinal ne sont pas à prévoir, sauf pour les bateaux de formes excentriques.

Dire que le centre de carène se déplace au moins transversalement par le fait de l'inclinaison due à l'effort transversal du vent, et longitudinalement par suite de l'inclinaison due à la composante longitudinale de la force du vent, c'est dire qu'il se déplace à coup sûr *obliquement* dans presque tous les cas de la navigation, où le vent a à la fois une composante longitudinale et une composante transversale et incline obliquement le bateau. En fait, les diverses positions occupées par le centre de carène par rapport au bateau forment une surface continue, appelée *Surface des centres de carène ou surface C* dans les ouvrages scientifiques dont nous avons parlé au premier chapitre. Cette surface jouit de tout un ensemble de propriétés qu'il est plus intéressant au point de vue scientifique qu'indispensable au point de vue pratique de connaître. Une des moins connues, et qu'il nous plaît de ne pas passer sous silence, c'est d'avoir incité l'ingénieur de la marine Dupin à entreprendre l'étude à titre général *des surfaces* géométriques, étude qui tient une si large place dans le haut enseignement scientifique : il n'est pas hors de propos de réclamer, pour la *géométrie de navire,* l'honneur d'une si importante contribution à la science des géomètres.

CHAPITRE V

STABILITÉ INITIALE. MODULE DE STABILITÉ DE FORME.

Toutes choses égales d'ailleurs, de deux bateaux celui qui est le plus stable peut pour la même brise, et à la même bande, déployer plus de toile et disposer d'une plus grande force motrice. Reste donc à voir comment on peut évaluer la stabilité et dans quel sens il faut agir pour la faire croître.

Rappelons d'abord, sans nous attarder aux démonstrations qui ont été déjà faites au chapitre V de notre premier volume, les propriétés essentielles relatives à la *stabilité initiale*, c'est-à-dire à la stabilité pour les très faibles bandes.

Quand un bateau s'écarte de sa flottaison droite fl (fig. 9) pour venir à la flottaison inclinée $f'l'$, très voisine de fl et faisant avec celle-ci l'angle très petit α, le centre de la nouvelle carène inclinée $f'l'$ vient en c', et la nouvelle normale passant par c' coupe le plan axial en un point appelé *métacentre*, qui se projette en M, sur le plan de la figure. La distance du métacentre au centre de la carène droite C est appelée *rayon métacentrique*. La grandeur du rayon métacentrique ρ varie avec la direction suivant laquelle le bateau s'incline. Il atteint son maximum R quand l'axe d'inclinaison est normal au plan de symétrie, et son minimum r quand l'axe d'inclinaison est compris dans le plan de symétrie ; en tous cas, le rayon métacentrique est égal au quotient du

moment d'inertie de la flottaison I par le volume de la carène V. Ce moment d'inertie est d'ailleurs pris en chaque circonstance par rapport à l'intersection des flottaisons fl, $f'l'$, laquelle intersection contient les centres de gravité des

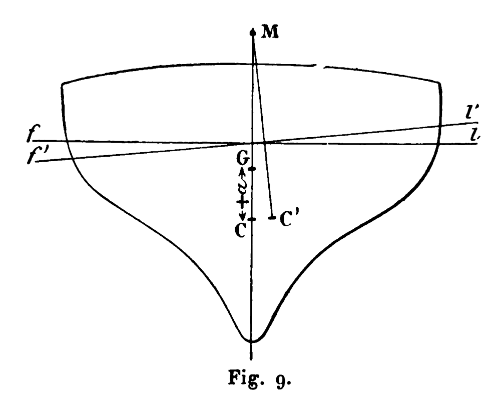


Fig. 9.

flottaisons, si, comme on l'a supposé, ces flottaisons sont isocarènes, c'est-à-dire isolent dans le bateau des carènes de même volume.

Le moment du couple de redressement que fait naître l'inclinaison du bateau à la bande α est égal au produit $P(\rho\text{-}a)\sin\alpha$, dans lequel P est le déplacement du bateau (égal à son poids, ou encore au produit de son volume immergé par la densité du liquide sur lequel il flotte) et a est la distance du centre de gravité G au centre de carène C comptée *positivement* si G est *au-dessus* de C (si bien que l'expression $P(\rho - a)\sin\alpha$, se transforme arithmétiquement en $P(\rho + a)\sin\alpha$, si G est *au-dessous* de C).

Pour nous débarrasser dans la discussion qui va suivre, du facteur sin α nous poserons :

$$m = P(\rho - a)$$

m est le *module de stabilité initiale*. La grandeur du

moment du couple de redressement pour une bande α est proportionnelle à la grandeur de ce module, et égale à $m \sin \alpha$.

Posons maintenant :

$$m' = P\rho$$
$$m'' = Pa$$

Nous pourrons écrire :

$$m = m' - m''$$

Pour donner à m la plus grande valeur possible, il faudra faire croître le terme positif du binôme, m', et faire décroître le terme m'' qui est un terme affecté du signe (—). Bien entendu on devra chercher non seulement à rapprocher m'' de zéro, mais même faire en sorte, si possible, qu'il soit plus petit que zéro, qu'il soit négatif. Ceci correspondra au cas dont nous venons de parler, où le centre de gravité est au-dessous du centre de carène en flottaison droite, et où par conséquent a est négatif. On aura alors arithmétiquement :

$$m = m' + m''$$

Le terme $m' = P\rho$ qui ne dépend pas de la disposition du poids à bord est appelé *module de stabilité de forme*. Le terme m'' est par contre le *module de stabilité de poids*.

Discussion des variations de m'. — Si nous remplaçons dans la valeur de m', le facteur ρ par sa valeur $\frac{I}{V}$, il vient :

$$m' = P\frac{I}{V} = I \times \frac{P}{V}$$

Or $\frac{P}{V}$ est égal à la densité du liquide sur lequel flotte le

bateau. Ce liquide est de l'eau douce ou de l'eau de mer. Dans le premier cas $\frac{P}{V}$ est égal sensiblement à l'unité ; dans le second il est égal sensiblement à 1,026, c'est-à-dire qu'il ne s'écarte encore que bien peu de l'unité. Pour simplifier, nous admettrons que $\frac{I}{V}$ peut être toujours considéré comme égal à un et il restera :

$$m' = I$$

Si, pour préciser la discussion, nous n'envisageons que la stabilité transversale, c'est-à-dire les inclinaisons du bateau autour d'un axe longitudinal, nous dirons donc que le *module de stabilité de forme transversale est égal au moment d'inertie de la flottaison pris par rapport à son axe de symétrie.*

Ainsi, pour des bateaux quelconques très différents de volume, mais ayant même forme et grandeur de flottaison, le module m' restera constant.

Autrement dit, considérons une série de bateaux ayant même flottaison et construits dans des conditions telles que leur centre de gravité coïncide avec leur centre de carène en flottaison droite, de telle sorte que a et par suite m'' soient nuls pour chacun d'eux. Cette dernière hypothèse correspond à peu près au cas des yachts de croisières, volumineux dans les fonds, et construits un peu lourdement. Le module de stabilité initial m étant alors réduit au premier terme m' du binôme $m' - m''$, restera constant pour tous ces bateaux, et tous ces bateaux pour la même voilure et la même brise (supposée faible et n'inclinant que peu les bateaux) prendront la même bande d'équilibre. Ils prendront aussi la même bande maxima d'oscillation sous l'effet d'une cause faible et momentanée de perturbation de leur repos.

D'autre part, *m* croîtra, d'un bateau à un autre, de flottaison différente, *exclusivement* avec la grandeur du moment d'inertie de la flottaison, à laquelle il est identique. Voyons de quelle façon croît le moment d'inertie, quand on fait varier les éléments caractéristiques de la flottaison.

Nous savons que le moment d'inertie I est la somme des produits de tous les éléments de surface de la flottaison par le carré de leur distance à l'axe : sa valeur se calcule de la façon suivante (Voir *Architecture et construction du yacht*, chap. V) :

On divise l'axe de la flottaison en *n* parties égales (fig. 10),

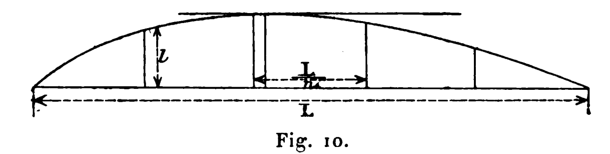


Fig. 10.

et par chaque point de division on élève une ordonnée jusqu'à son intersection avec la courbe. Soit L la longueur de l'axe, l la longueur d'une de ces ordonnées, on a :

$$I = \frac{2}{3} \frac{L}{n} \text{ somme de } l^3$$

Ainsi I est proportionnel à la première puissance de la longueur de la flottaison, et au cube de la longueur de ses ordonnées transversales.

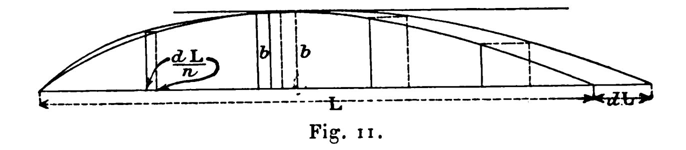


Fig. 11.

Envisageons un premier bateau dont la flottaison a une longueur L et une demi-largeur b (fig. 11). Déterminons

la flottaison d'un deuxième bateau en conservant la grandeur de toutes les ordonnées de la flottaison du premier, mais en augmentant leur équidistance de $\frac{dL}{n}$, ce qui allongera la flottaison toute entière de dL. Si nous appelons I et I' les moments d'inertie des deux flottaisons, nous aurons :

$$I = \frac{2}{3}\frac{L}{n} \text{ somme de } l^3$$

$$I' = \frac{2}{3}\frac{L + dL}{n} \text{ somme de } l^3$$

$$\frac{I'}{I} = \frac{L + dL}{L}$$

Et enfin, en posant :

$$I' - I = dI'$$

$$\frac{dI'}{I} = \frac{dl}{L}$$

Ainsi l'accroissement proportionnel du moment d'inertie, c'est-à-dire du module de stabilité de formes, sera égal à l'accroissement proportionnel de la longueur : en augmentant L de $\frac{1}{10}$ par exemple, on augmentera aussi I de $\frac{1}{10}$ de sa valeur primitive.

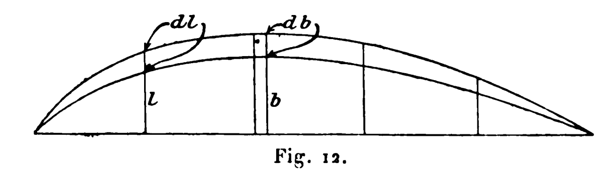


Fig. 12.

Si maintenant, laissant constante l'équidistance des ordonnées, nous faisons croître chaque ordonnée l d'une quan-

tité dl proportionnelle à l, (fig. 12), le cube de chacune des ordonnées de la nouvelle flottaison sera :

$$(l + dl), \quad \text{ou} \quad l\left(1 + \frac{dl}{l}\right)^3$$

Puisque dl est pour chaque ordonnée proportionnel à l, on peut poser, si l'on appelle db l'accroissement de la demi-largeur de la flottaison :

$$\frac{dl}{l} = \frac{db}{b}$$

$$l\left(1 + \frac{dl}{l}\right) = l\left(1 + \frac{db}{b}\right)$$

et enfin, en appelant I″ le moment d'inertie de la flottaison ainsi tracée :

$$I'' = \frac{2}{3}\frac{L}{n}\left(1 + \frac{db}{b}\right)^3 \text{ somme de } l^3$$

Rapprochons cette expression de la valeur de I : on voit que :

$$\frac{I''}{I} = \left(1 + \frac{db}{b}\right)^3$$

Développons le cube du binôme $\left(1 + \frac{db}{b}\right)$ en négligeant les puissances de $\frac{db}{b}$ supérieures à l'unité ; nous trouvons :

$$\frac{I''}{I} = 1 + \frac{3db}{b}$$

ou enfin en posant :

$$I'' - I = dI''$$

$$\frac{dI''}{I} = \frac{3db}{b}$$

Ainsi l'accroissement proportionnel du moment d'inertie

c'est-à-dire du module de stabilité de forme est *triple* de l'accroissement proportionnel donné aux ordonnées de la flottaison (et en particulier à la largeur).

Or, l'accroissement proportionnel de surface de flottaison est toujours égal dans l'un et dans l'autre des cas que nous venons de considérer, à l'accroissement proportionnel de l'une ou de l'autre des dimensions. On voit donc combien, pour passer d'un bateau à un autre un peu plus grand, il est avantageux, en ce qui concerne la stabilité transversale, de faire porter l'accroissement plutôt sur la largeur que sur la longueur.

Envisageons maintenant un bateau dont la flottaison sera obtenue, par déformation de celle du premier bateau considéré, en faisant croître la longueur et en général toutes les abscisses proportionnellement, dans le rapport n, et en faisant croître d'autre part toutes les ordonnées et en particulier la largeur proportionnellement dans le rapport p.

En appelant I''' le moment d'inertie de cette flottaison de longueur $L''' = nL$ et de largeur $b''' = bp$ nous aurons :

$$I''' = \frac{2}{3} L''' \text{ somme de } \quad {}'''^{3}$$

et par suite :

$$\frac{I'''}{I} = \frac{L'''b'''^{3}}{Lb^{3}} = np^{3}$$

Or, si la transformation hypothétique que nous avons admise pour passer des éléments de la première flottaison à ceux de la seconde n'est pas exactement employée pour passer d'un petit bateau quelconque à un autre plus grand, il n'en est pas moins vrai que les flottaisons de tous les bateaux sont des courbes sensiblement de même famille. A peu de chose près, sinon avec précision, on peut généraliser le résultat qui vient d'être obtenu, et dire qu'entre

deux bateaux dont les longueurs et les largeurs sont respectivement entre elles dans les rapports n et p, les modules de stabilité de forme sont entre eux dans le rapport np^3.

Ainsi le module de stabilité de forme croît, et même très rapidement, avec la *grandeur absolue* du bateau. Si les bateaux restent géométriquement semblables, il croît comme la quatrième puissance du rapport de similitude. Si, ce qui est le cas général, le plus grand bateau est relativement plus étroit que le petit, l'accroissement de module de stabilité de forme sera un peu moins rapide, mais pourtant toujours considérable. Ainsi, en passant d'un petit bateau de 5 mètres de longueur et de 2 mètres de largeur relativement très large pour sa longueur, à un grand bateau plutôt étroit, ayant 20 mètres de long sur 4 de large, on obtiendra un module de stabilité de forme 32 fois plus grand $\left(\frac{20}{5} \times \left(\frac{4}{2}\right)^3\right)$, le tout après avoir seulement quadruplé la longueur et doublé la largeur, c'est-à-dire multiplié par 8 la surface de la flottaison.

En résumé, pour deux bateaux de grandeurs voisines, le module de stabilité de forme croît proportionnellement à la longueur, et trois fois plus vite que la largeur.

D'autre part, entre deux bateaux de tonnages très différents, le plus grand, même proportionnellement beaucoup plus étroit que l'autre, aura toujours relativement beaucoup plus de stabilité de forme initiale que lui.

CHAPITRE VI

STABILITÉ INITIALE. MODULE DE STABILITÉ DE POIDS

Discussion des variations de m''. — Le module de stabilité de poids m'' est égal au produit $\pm$ Pa du déplacement du bateau P par la distance du centre de gravité au centre de carène $\pm\, a$. Suivant que a est positif ou négatif, le moment m'' sin α est un moment de chavirement ou de redressement. La grandeur *absolue* du moment étant proportionnelle au déplacement du bateau, le couple, soit de chavirement, soit de redressement, sera d'autant plus intense que le bateau sera plus grand en valeur absolue, à égalité de valeur de a.

Si, tout d'abord, on envisage deux bateaux rigoureusement semblables, tant au point de vue des formes qu'à celui de la répartition des poids à bord, m'' croîtra proportionnellement à la quatrième puissance du rapport de similitude q, puisque des deux facteurs P et a dont il est le produit, le premier croît proportionnellement à q^3, et le second proportionnellement à q.

Mais, la similitude absolue entre deux bateaux est bien rare. Même en admettant que les formes soient semblables, ce qui déjà ne peut exister que pour deux bateaux de tonnages voisins, la répartition du poids à bord des deux bateaux variera parce que, pour beaucoup de pièces de la construction, les échantillons resteront constants, et que par suite, le poids de coque sera relativement plus faible dans le plus grand bateau.

Pour se rendre compte de la variation du module m'' d'un bateau à un autre plus grand, on devrait donc envisager d'abord la variation qui se produirait en passant du plus petit bateau à un autre bateau *semblable* et de tonnage égal à celui du plus grand, puis voir comment m'' continuera à varier quand on passera du bateau intermédiaire au plus grand des deux bateaux considérés. La discussion comporte donc en tout état de cause qu'on examine comment m'' varie quand, conservant le même déplacement, on fait varier les diverses caractéristiques du bateau.

Si dans l'expression $m'' = \pm Pa$ nous supposons P constant, les variations de m'' seront proportionnelles à celles de $\pm a$. C'est donc seulement les variations de a qu'il s'agit d'étudier.

Pour que $\pm a$ soit le plus petit possible, algébriquement parlant, c'est-à-dire si faire se peut négatif, et le plus grand possible en valeur absolue, il faut que le centre de carène C et le centre de gravité G soient le premier le plus haut possible, le second le plus bas possible.

L'abaissement du centre de gravité G est plutôt le résultat d'un artifice de construction que celui d'un artifice de tracé. Nous savons que sur les yachts, la fraction du déplacement restant disponible, déduction faite du poids de la coque et de l'armement, est consacrée tout entière au lest, et que ce lest est reporté le plus bas possible sous la coque.

Sur un yacht construit et disposé de la sorte, plus rien n'est à faire en ce qui concerne le lest. Mais s'il s'agit d'un bateau existant, et dans lequel le lest n'est pas le plus bas possible, il peut arriver qu'on songe à confectionner une fausse quille métallique pour faire descendre d'autant tout ou partie du lest. On n'oubliera pas qu'il ne faut compter faire descendre le centre de gravité que d'une fraction seulement du chemin parcouru par le lest.

Soit en effet (fig. 13) P le déplacement, p le poids du lest, l la distance entre la position initiale et la position finale du centre de gravité du lest, g la distance entre la po-

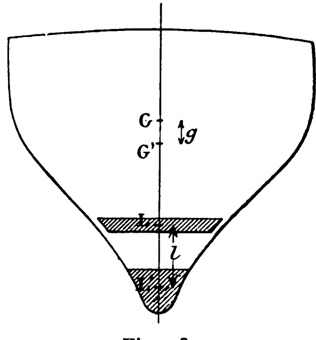


Fig. 13.

sition initiale et la position finale du centre de gravité du bateau ; on a évidemment :

$$lp = gP$$

ou :

$$g = \frac{p}{P} l$$

S'il s'agit d'un bateau, ayant la forme d'une barque de pêche ou d'une embarcation, dans lequel la pièce de quille au lieu d'être comme pour les yachts posée à plat, se trouve mise sur champ, et ne garde guère pour un bateau de 3 tonneaux de jauge, par exemple qu'une dizaine de centimètres de largeur au point où l'on peut boulonner une fausse quille lest, l'amélioration obtenue par l'addition de cette fausse quille sera bien faible. Il sera difficile de lui donner plus de 20 centimètres de hauteur et de 5 ou 6 mètres de longueur. Son poids n'excédera donc guère un tonneau. La distance de son centre de gravité à celui de

l'ancien lest logé au-dessus de la quille n'excédera pas 50 centimètres. Or le déplacement d'un bateau de 3 tonneaux de jauge va, s'il s'agit comme on le suppose d'un bateau à formes nourries, à 6.500 kilog. environ. L'abaissement du centre de gravité sera donc tout au plus de 8 centimètres. Certes 8 centimètres de $\rho - a$ en plus pour un 3 tonneaux ne sont pas à dédaigner. Mais ce serait peut-être un peu chèrement les acheter que consentir à un remaniement de cette nature.

S'il s'agit de passer d'un yacht existant et ayant tout son lest sous la quille à un autre yacht de mêmes formes, et qu'on veuille faire descendre dans le second bateau le centre de gravité, on cherchera souvent à économiser du poids sur la coque pour l'ajouter sur le lest. Reportons-nous, pour fixer les idées, au côtre de 3 tonneaux *Hermès* dont nous avons donné les plans et calculs en notre premier volume. On trouve au tableau V de l'appendice les caractéristiques suivantes pour ce bateau.

Déplacement total.	6.860 kg.
Poids de coque et d'armement.	2.245 kg.
Distance du centre de gravité des poids ci-dessus à la ligne d'eau zéro.	2 m. 049
Rapport du poids de coque et d'armement au déplacement total . . . . environ	33 o/o
Poids de la fausse quille lest.	4.615 kg.
Distance du centre de gravité de la fausse quille à la ligne d'eau zéro.	0 m. 350

Supposons que construisant un nouveau bateau sur les mêmes plans, on réduise proportionnellement tous les échantillons, qu'on diminue le diamètre des mâts, l'épaisseur de la toile de voiles, et qu'enfin on réussisse à abaisser le poids de coque et d'armement à environ 25 o/o, ce qui n'a rien d'absolument inadmissible. Les 500 kilog. économisés de la sorte seront reportés sur le lest, et par

suite, descendront du voisinage du centre de gravité de la coque soit 2 m. environ de la ligne d'eau zéro, au-dessus de la fausse quille, soit environ 50 centimètres de la même ligne d'eau, au total de 1 m. 50 environ. L'abaissement du centre de gravité du bateau sera alors de

$$g = 1{,}50 \times \frac{500}{6.860}$$

soit environ 0 m. 115.

Ainsi l'économie sur le poids de coque d'environ 500 kg. à reporter sur la quille lest, abaisse plus le centre de gravité que ne l'abaissait, dans un bateau analogue, le transfert de 1000 kg. de lest de l'intérieur à l'extérieur du bateau.

En généralisant le point de vue auquel nous venons de nous placer, on peut considérer comme évident que plus le poids du lest placé sous la quille sera considérable par rapport au déplacement total, plus le centre de gravité du bateau sera bas, plus le bateau sera stable. Or d'une part la grandeur du poids de lest est conjuguée à la faiblesse du poids de coque. De l'autre la grandeur de la stabilité d'un bateau est liée à la grandeur de la force motrice qu'il peut emprunter au vent. D'où l'on peut conclure que la *faiblesse du poids de coque est, dans un bateau, un des éléments de sa force motrice*. Ce résultat est d'autant plus intéressant qu'il concorde avec un résultat du même ordre mis en lumière par M. Normand, l'éminent constructeur du Havre, pour les bateaux à vapeur.

Mais il ne faut pas oublier que la faiblesse du poids de coque entraîne, si elle est excessive, une faiblesse inacceptable d'échantillon des matériaux employés à la construction et à l'armement, et qu'elle expose par suite le navire sinon à être en danger de sombrer dès son lancement, du moins à péricliter au bout d'un court temps de service.

Le yachtsman vraiment amoureux de son sport, et l'architecte consciencieux, devront résister à la tentation d'améliorer, au delà d'une certaine limite, la stabilité au détriment de la solidité de la coque. Par contre, l'un et l'autre veilleront à éviter à bord tous les poids inutiles, objets d'armement ou d'aménagement luxueux et lourds, ou matériaux de construction mal employés et ne concourant pas à la rigidité du bateau au prorata de leur poids. Un bateau devant sa solidité au judicieux emploi de matériaux légers, et son confortable au judicieux agencement de cloisons et de meubles réduits à leur minimum d'encombrement et de poids, voilà évidemment le *desideratum*, aussi bien pour l'architecte que pour le yachtsman.

Quoi qu'il en soit, de deux bateaux d'égal déplacement, celui qui porte le lest le plus lourd et le plus bas sera, toutes choses égales d'ailleurs, le plus stable. Sans faire varier le poids du lest, on fera croître la stabilité d'abord en reportant tout le lest dans la fausse quille, comme sur la plupart des yachts, puis en faisant descendre cette fausse quille, par accroissement du tirant d'eau comme dans les bulb keel. Mais on peut encore songer à augmenter la stabilité en augmentant le lest pour un bateau donné sans compenser cette addition de poids par une réduction équivalente. Sans doute, on obtiendra par cet artifice un abaissement relatif du centre de gravité. Mais il n'est pas *a priori* démontré que le bateau en sera pour cela beaucoup plus stable, du moins aux bandes prononcées. C'est ce que feront mieux comprendre les chapitres ultérieurs consacrés à l'étude de la « Stabilité différentielle ».

Enfin, indépendamment de l'importance laissée et de la position donnée au lest, on fera varier la hauteur du centre de gravité du bateau suivant la façon dont seront disposés à bord les matériaux de construction, les objets d'armement et même les hommes embarqués.

Autant que possible les objets lourds seront descendus dans les fonds : par exemple, pour une traversée un peu longue, on déjalera l'ancre pour la mettre dans la cale (tout au moins sur un petit bateau). Les vivres pesants, tels par exemple que l'approvisionnement de vins en bouteilles, seront logés plutôt dans des caissons proches du plancher que dans des armoires proches du pont, etc.

On remarquera que le pont lui-même, indépendamment du poids intrinsèque de son bordé et de son barrotage, détermine par sa position dans l'espace la position de nombreux corps pesants, parmi lesquels figurent, principalement, les hommes employés à la manœuvre. On devra donc abaisser le plus possible le pont, si l'on cherche à faire descendre le centre de gravité du bateau pour faire croître son module de stabilité de poids.

Mais ici l'on se trouvera, au moins pour les petits yachts, en contradiction avec les besoins qui résulteraient du désir de donner une suffisante hauteur de logement à bord. Nous verrons à plusieurs reprises la logeabilité se poser en qualité des bateaux difficile à concilier avec les qualités de vitesse. Toutefois, dans le cas particulier actuel, ce n'est pas seulement la logeabilité qui s'oppose à un abaissement excessif du pont. Un bateau trop ras sur l'eau ne saurait avoir de bonnes qualités nautiques.

Comme poids dans les hauts à réduire au minimum, n'oublions pas de signaler les espars, le grèement et les voiles, qui à cause de leur grande élévation acquièrent une influence de premier ordre sur la position définitive du centre de gravité du bateau.

L'abaissement du centre de gravité n'est qu'une façon d'agir sur la grandeur du terme a. On fera aussi décroître algébriquement ce terme en élevant le centre de carène.

Mais, tandis que pour le même déplacement du même

bateau, on peut faire varier dans une limite assez étendue la position du centre de gravité, la position du centre de carène est définie une fois pour toutes par les formes de la carène, et l'on n'y peut rien changer, une fois le plan de forme arrêté. Toutefois, avant d'arrêter le plan de forme devra-t-on chercher à élever le plus possible le point C, ce qui s'obtiendra en accumulant le déplacement au voisinage de la flottaison et en le réduisant au minimum dans les fonds.

A surface de flottaison égale, des deux bateaux dont les maîtres couples sont tracés sur la figure 14, celui qui a le maître couple le plus plein (tracé 1) aura le centre de

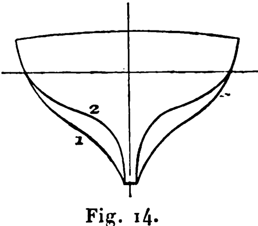


Fig. 14.

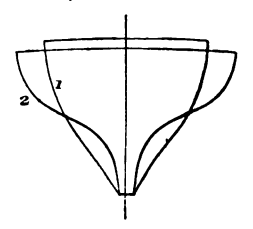


Fig. 15.

carène initial le plus bas. *A fortiori*, parmi deux bateaux supposés d'égal volume, indiqués à la figure 15, celui dont le maître couple est étroit vers la flottaison et large dans les fonds, tracé 1, est fort désavantagé, au point de vue qui nous occupe, par rapport au bateau large à la flottaison et échancré dans les fonds, tracé 2.

Or les bateaux à maître couple échancré esquissés dans les deux figures donneront évidemment beaucoup moins de logement que les bateaux à maître couple plein, puisque ceux-ci permettront d'établir à bonne distance de la flottaison un plancher suffisamment large, alors que, même à moindre largeur de plancher, il restera dans ceux-là moins de distance entre le plancher et la flottaison.

Nous voyons déjà se caractériser la difficulté qu'il y a à allier, au moins dans les faibles tonnages, assez de stabilité à assez de logeabilité.

Discussion des variations de m.— Quoi qu'il en soit, si nous laissons de côté pour le moment toute préoccupation de logement à bord, et que nous envisagions seulement les moyens de faire atteindre à la stabilité initiale sa plus grande valeur, nous voyons que la condition d'accumuler le volume au voisinage de la flottaison, en vue d'élever le centre de carène, s'allie parfaitement avec celle d'élargir la flottaison en vue d'augmenter le rayon métacentrique. Ainsi un bateau large au niveau de la flottaison et échancré dans les fonds sera avantagé doublement au point de vue de la stabilité initiale, par rapport à un bateau de même déplacement plus étroit par en haut et plus large par en bas.

A identité de surface de flottaison, un bateau plus plein dans les fonds aura plus de déplacement. Dans la valeur de son module m, le premier terme m' ne varie pas, mais le second terme $\pm m''$ variera. L'un des facteurs de ce terme le facteur P croîtra ; en ce qui concerne l'autre facteur, $\pm a$, d'une part le point C descendra dans le bateau, de l'autre le point G descendra aussi, pourvu que l'on profite de l'accroissement du volume pour diminuer le poids de coque relatif, et augmenter le poids de lest. Sa variation ne sera donc vraisemblablement que faible, à moins d'un changement radical dans les formes de la carène. A quelque chose près, la variation de m'' restera proportionnelle à celle de P.

Inversement, si, sans rien changer à la flottaison, on échancre le bateau dans les fonds, on fera peu varier pour lui la grandeur du terme a, et la variation totale du module de stabilité initiale restera faible.

En résumé, sauf pour des bateaux à types excentriques,

on peut considérer que ce qui définit au premier degré dans un yacht le module de stabilité transversale initiale, c'est la grandeur du module de stabilité de la forme m' qui est égale au moment d'inertie de la flottaison par rapport à l'axe transversal et qui est fonction de la longueur du bateau et du cube de sa largeur.

Si grandes que puissent être les différences résultant pour la valeur de m de l'influence de m'', suivant que le bateau a un centre de carène plus ou moins haut, et un centre de gravité plus ou moins bas, il y aura relativement peu à gagner, en passant d'un bateau donné à un autre *analogue* à construire, en agissant sur ces deux points. Au contraire, partant d'un bateau donné, et cherchant à améliorer sa stabilité initiale sans modifier essentiellement les formes, c'est par un accroissement, même proportionnellement très faible, de la largeur qu'on atteindra le but visé.

Stabilité initiale longitudinale. — Les mêmes raisonnements appliqués à l'étude de la stabilité initiale longitudinale montreraient que le module P $(R \pm a)$ se décompose en deux modules, l'un PR module de stabilité longitudinale de forme, l'autre $\pm$ Pa module de stabilité longitudinale de poids. Mais, tandis que r et $\pm a$ sont sur les navires et sur les yachts des grandeurs d'un ordre voisin, R beaucoup plus grand que r, est tel que devant lui $\pm a$ est toujours négligeable (sauf pour des bateaux excentriques). Le module de stabilité de formes est donc le seul à envisager. Il est d'ailleurs identiquement égal au produit de la densité de l'eau sur laquelle le bateau navigue par le moment d'inertie longitudinal de la flottaison.

Ce moment lui-même croît avec la largeur du bateau, et avec le cube de sa longueur. Mais en outre, tandis que si l'on envisage transversalement une flottaison (fig. 16), on trouve une grande partie de la surface éloignée de

l'axe longitudinal, cette même flottaison, si elle est fine de tracé, ne contiendra que peu de surface aux extrémités, et par suite le plus loin possible de l'axe transversal. Avant donc d'agir sur la longueur de la flottaison, pour faire croître le moment d'inertie longitudinal, en passant d'un bateau donné, insuffisamment stable à ce point de vue à

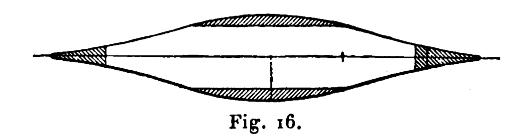


Fig. 16.

un autre à construire, on fera bien de voir si le remède à apporter ne serait pas seulement de dessiner les extrémités avec un peu moins de finesse.

Stabilité oblique. — La stabilité oblique ne sera bonne que si les deux stabilités suivant les axes sont suffisantes. Elle est donc, quelle que soit la direction de l'axe d'inclinaison considéré, fonction surtout de la grandeur relative de la surface de flottaison, et des hauteurs relatives des deux centres.

CHAPITRE VII

STABILITÉ INCLINÉE STATIQUE TRANSVERSALE

La grandeur du module de stabilité transversale initiale $m = P(r \pm a)$ est une qualité utile pour un bateau à vapeur destiné à naviguer surtout en flottaison droite. Mais s'il s'agit d'un bateau à voiles, destiné à naviguer à la bande, dès que la brise est un peu fraîche, c'est essentiellement sa stabilité inclinée transversale à diverses inclinaisons qu'il importe de rendre considérable. Nous nous proposons d'étudier en ce chapitre les variations de cette stabilité, suivant qu'on fait varier les formes du bateau.

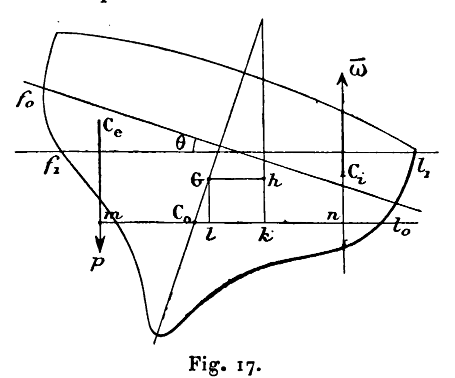


Fig. 17.

Envisageons un bateau à la bande (fig. 17). Soit $f_1 l_1$ sa flottaison actuelle, $f_o l_o$ sa flottaison droite initiale. Soit G la position du centre de gravité. Le bras de levier du couple

de redressement est égal à la distance Gh du centre de gravité à la verticale passant par le nouveau centre de carène et le moment du couple est

$$\mu = PGh.$$

La grandeur du bras de levier Gh échappe au calcul immédiat ; il n'est pas de formule simple qui suffise à l'exprimer et qui permette d'en discuter immédiatement les variations. Aussi est-ce seulement d'une façon qualitative que nous verrons comment ce bras de levier augmente ou diminue.

Tout d'abord, on remarquera que Gh peut croître de deux façons. Il croîtra, soit que le nouveau centre de carène se déplace vers la droite, soit que le centre de gravité se déplace vers la gauche. Le déplacement du centre de carène ne se produira, bien entendu, pour une même bande, que d'un bateau à un autre bateau de *formes* différentes. Au contraire le déplacement du centre de gravité peut être obtenu, soit sur un même bateau, soit sur un autre bateau identique, par un différent agencement des poids à bord. Il y a donc, dans la stabilité inclinée comme dans la stabilité initiale, un élément dépendant des formes et un élément dépendant des poids.

Pour mettre ces deux éléments en lumière, appelons C_0 le centre initial de la carène en flottaison droite ; k et l, les intersections de l'horizontale passant par C_0 avec les verticales passant par le centre de gravité et par le nouveau centre de carène. Soit enfin θ l'angle d'inclinaison.

Nous avons :

$$\begin{aligned} Gh = lk &= C_0k - C_0l. \\ &= C_0k - C_0G \sin \theta. \end{aligned}$$

Mais C_0G est lui-même précisément ce qu'on désigne en théorie du navire par a.

Ainsi :

$$Gh = C_0k - a \sin \theta$$

ou plus exactement :

$$Gh = C_0k \pm a \sin \theta$$

suivant que le centre de gravité est au-dessus ou au-dessous du centre de carène.

Le moment du couple de redressement est égal à

$$\mu = PC_0k \pm Pa \sin \theta$$

ou enfin si nous nous reportons à ce qui a été dit aux précédents chapitres, et si nous posons toujours $\pm Pa = m'$,

$$\mu = PC_0k \pm m' \sin \theta.$$

Sous cette forme nous voyons que le module de stabilité de poids intervient identiquement pour la stabilité inclinée comme pour la stabilité initiale.

C'est pour la stabilité de forme qu'il n'y a plus de module susceptible d'être mis en évidence, puisqu'elle ne reste pas, quand la bande varie, proportionnelle au sinus de l'angle de bande.

Pour connaître la grandeur du moment de stabilité de forme à la bande θ, il faudra calculer la grandeur de C_0k.

Si nous supposons connue la position de la flottaison f_1l_1 correspondant à la bande θ, voici comment on pourrait calculer C_0k.

Quand le bateau passe de la flottaison droite f_0l_0 à la flottaison inclinée f_1l_1 (fig. 17), il émerge un onglet et il immerge un autre onglet. Ces deux onglets sont d'ailleurs de volume égal, puisque par hypothèse, le volume de la carène limitée à f_1l_1 est égal au volume de la carène limitée à f_0l_0. Soit C_e et C_i les centres de gravité des volumes émergé et immergé.

Soient m et n les pieds des perpendiculaires abaissées de

C_0 sur les verticales passant par C_e et C_i. Soit enfin r le déplacement de chacun des deux onglets considérés.

Prenons les moments par rapport à C_0 des deux déplacements identiques que sont d'une part la carène inclinée actuelle, de l'autre la carène droite initiale diminuée de l'onglet émergé et augmentée de l'onglet immergé.

On a :

$$PC_0k = rC_0m + rC_0n.$$

C_0k est donc égal au quotient de la somme des moments de déplacement des onglets émergé et immergé par le déplacement de la carène.

C'est généralement par cette méthode qu'on calcule C_0k, mais les calculs qu'elle comporte sont longs et fastidieux et nécessitent le relevé d'un grand nombre de dimensions sur le plan des formes.

Nous les croyons peu abordables en général pour les architectes de yachts, non rompus à la pratique du métier de constructeurs de grands navires. *A fortiori* seraient-ils d'un médiocre intérêt pour un yachtsman moins curieux de connaître les qualités théoriques d'un yacht que de vérifier ses qualités pratiques, et peu désireux par suite de se lancer à corps perdu dans les opérations arithmétiques, auxquelles un petit nombre de sorties en mer lui permettront de substituer des certitudes expérimentales.

Au reste, la position du centre de carène pour une inclinaison donnée qu'on détermine par le calcul est celle qui correspond pour cette inclinaison à la flottaison *isocarène* de la flottaison droite en charge, c'est-à-dire à la flottaison oblique découpant dans le bateau le même volume de carène immergée que cette flottaison droite. Or, si pour un grand bateau on peut admettre l'isocarénisme à la bande comme suffisamment réalisé dans la majeure partie des

cas, un petit bateau à la bande ne déplace que rarement le même volume qu'en flottaison droite. D'abord, ainsi que nous l'avons fait ressortir, les composantes verticales de l'action du vent sur les voiles et de la réaction de l'eau modifient son déplacement ; ensuite la moindre houle qui passe transforme du tout au tout la forme de la flottaison et déplace en conséquence le centre de carène. S'il ne cesse pas d'être intéressant de connaître la courbe des centres de carène, il suffira donc de la connaître *très approximativement*. La connaître plus exactement ne serait posséder sur le bateau qu'un renseignement encore bien illusoire.

Nous nous proposons d'indiquer ultérieurement une méthode permettant cette détermination approximative et rapide. Mais tout d'abord nous nous préoccuperons de nous rendre compte dans quel sens une modification apportée aux formes influera sur la position du centre de carène pour une flottaison inclinée quelconque.

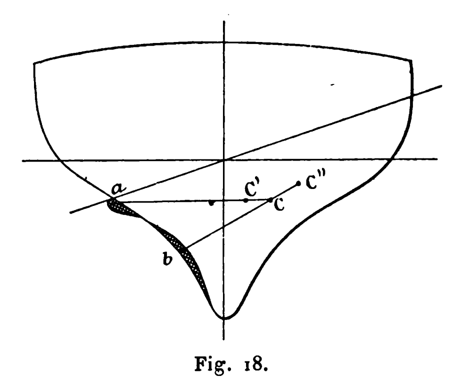


Fig. 18.

Soit C le centre de carène d'un bateau incliné (fig. 18) ; supposons qu'on augmente le déplacement P du bateau d'un surcroît de déplacement quelconque q dont le centre

de gravité est en a. La nouvelle carène ainsi réalisée aura un déplacement égal à $P + q$; son centre de gravité sera un point C′ de la ligne Ca, tel que l'on ait :

$$\overline{C'C} \times P = C'a \times q.$$

De même, supposons qu'on retire du déplacement un déplacement partiel r dont le centre de gravité soit en b. Le centre de carène de la nouvelle carène de déplacement $P - r$ sera en C″, point de la droite bC tel que :

$$\overline{C''C} \times P = C''b \times r.$$

De l'examen de la figure résulte que, en ajoutant à la carène un élément de volume, on *rapproche* le centre de carène de cet élément de volume, et en enlevant de la carène une fraction de son volume, on *éloigne* le centre de carène de sa position initiale, par rapport à l'emplacement qu'occupait la fraction de volume enlevée.

Cette hypothèse d'addition ou de suppression de déplacement localement sur une carène ne se traduit dans la pratique que par une addition ou une suppression à faire en passant d'un bateau donné à un autre analogue à construire, ou bien d'un plan donné en cours d'étude à un autre plan différent qu'il s'agit de lui substituer.

Encore faut-il remarquer que les bateaux restant symétriques, les additions ou suppressions à leur faire subir sont elles-mêmes symétriques, et par suite qu'une addition de déplacement q d'un côté, en a, entraînerait sur l'autre bord, en a', une addition égale q (fig. 19). Ces deux déplacements additionnels forment un ensemble de déplacement $Q = 2q$, dont le centre de gravité est en A à l'intersection de l'axe et de la droite aa'. De même, la suppression symétrique de fractions de déplacement r de chaque bord en b et b' se traduit, au point de vue de la composition des forces, par la suppression d'un volume

double R, appliqué au point de l'axe B, intersection de l'axe et de *bb'*.

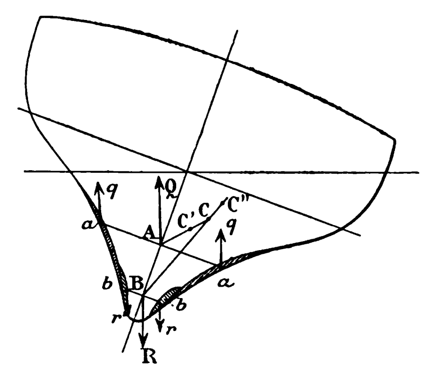


Fig. 19.

Ceci posé, envisageons d'abord l'addition hypothétique

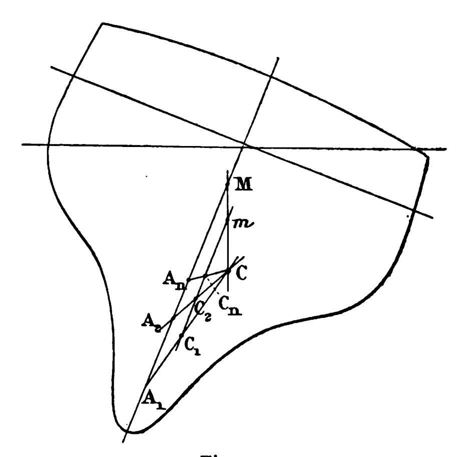


Fig. 20.

du même volume Q, mais à différentes hauteurs de l'axe, en A_1, A_2, A^n (fig. 20).

Le centre de carène viendra successivement aux points C_1, C_2, C_n tels que l'on ait :

$$\frac{CC_1}{C_1A_1} = \frac{CC_2}{C_2A_2} = \frac{CC_n}{C_nA_n} = \frac{Q}{P}.$$

Le lieu des point C_n est donc une parallèle à l'axe.

Menons par C une verticale, qui coupe le lieu des points C_1 en m, et l'axe en M. Pour toute position du point C_n *au-dessous* du point m, ou, ce qui revient au même pour toute position du point A_n au-dessous du point M l'addition du volume Q aura déplacé vers la gauche la verticale passant par le centre de carène, et par suite, si nous supposons que la hauteur du centre de gravité ne varie pas, aura diminué le bras de levier de redressement Gk.

D'ailleurs, cette diminution sera d'autant plus considérable que le point A_n sera plus bas sur l'axe.

D'autre part, le bras de levier Gk augmenterait si le point C_n passait *au-dessus* de m, ce qui pourra être réalisé si le point A_n peut passer au-dessus de M ; l'augmentation sera d'autant plus grande que le point A_n sera plus haut sur l'axe.

Reste, pour y voir bien clair, à examiner ce qui arrive si l'addition de volumes symétriques est faite entre fl et f_0l_0 soit au-dessous, soit au-dessus de f_0l_0.

Si l'addition est faite au-dessous de f_0l_0 (fig. 21), le nouveau volume de la carène droite est devenu P + Q. Pour la flottaison fl, on voit que le volume q en a se trouve émergé et par conséquent la carène oblique, comprenant l'isocarène de déplacement P augmentée du volume q en a', n'est plus isocarène à P + Q. La flottaison isocarène à l'inclinaison correspondante sera une nouvelle flottaison $f'l'$ au-dessus de fl et telle que le volume de la tranche comprise entre fl et $f'l'$ soit précisément q.

Le centre de gravité de cette tranche sera en un point

a'', voisin du milieu de fl, c'est-à-dire en somme voisin de l'axe, et le point d'application de la force Q, somme des deux poussées q appliquées en a' et en a'', sera le point A', milieu de la droite $a'a''$. Ainsi, cette résultante, au lieu d'agir d'un point de l'axe, agira d'un point situé au quart environ de la largeur du bateau, vers la droite de l'axe, et par suite, le centre de carène C' correspondant à la carène $f'l'$ se trouvera nettement déplacé vers

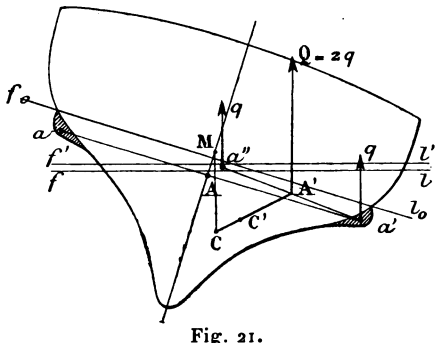


Fig. 21.

pondant à la carène $f'l'$ se trouvera nettement déplacé vers la droite du point C, même si le point A, intersection de l'axe et de la droite aa', est au-dessous du point M.

Si l'addition des deux volumes q est faite au-dessus de $f_o l_o$ (fig. 22), rien n'est changé, en flottaison droite au déplacement de la carène, qui reste P. Mais pour la flottaison oblique fl, le bateau immergerait, au surplus du déplacement P le déplacement additif q. Par suite, la flottaison isocarène de déplacement P, et de direction parallèle à fl sera une nouvelle flottaison $f''l''$ au-dessous de fl, et telle que la tranche comprise entre fl et $f''l''$ soit de volume égal à q ; soit a'' le centre de gravité de la tranche ; la nouvelle carène est soumise, non seulement au couple de redressement des forces PΠ appliquées en C et en G,

mais encore au couple de la poussée additionnelle q appliquée en a' et du poids additionnel de la tranche émergée, appliqué en a'' et égal à q.

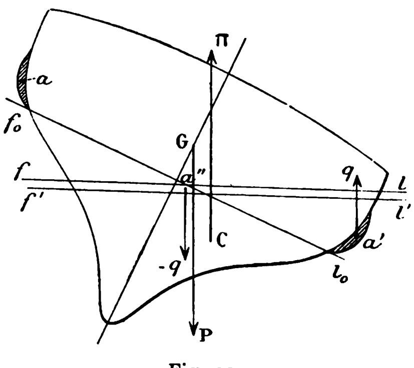


Fig. 22.

En résumé, en toute circonstance, augmenter le volume au voisinage de la flottaison droite, soit au-dessus, soit au-dessous de cette flottaison, fera croître la stabilité du bateau, pour toutes les bandes où le volume additionnel est émergé d'un côté, et immergé de l'autre.

Si le volume additionnel reste immergé des deux bords, le bras de levier du couple de redressement ne croîtra que pour des inclinaisons telles que la droite joignant les centres de gravité des volumes ajoutés de chaque bord coupe l'axe au-dessus de l'intersection de cet axe avec la verticale passant par le centre de carène oblique initial. Pour toute addition de volume faite plus bas, on aboutirait à une réduction du bras de levier du couple de redressement d'autant plus grande que le volume serait ajouté plus bas.

Par un raisonnement analogue on montrerait que toute réduction de volume symétrique de chaque bord diminue

forcément la stabilité si l'inclinaison est telle que l'emplacement occupé par le volume enlevé d'un bord émerge, alors que l'autre est immergé. Par ailleurs, si les volumes sont enlevés dans une région restant immergée des deux bords, le bras de levier du couple de redressement diminue si la droite joignant les centres de gravité des volumes enlevés coupe l'axe au-dessus du point d'intersection de la verticale du centre de carène oblique, et augmente, si elle le coupe au-dessous de ce point.

Revenons enfin à l'examen des variations que subira la stabilité inclinée transversale oblique pour des bateaux de même déplacement et de formes différentes. Les moments des couples de redressement de ces bateaux pour une bande donnée seront exclusivement proportionnels à la grandeur de leur bras de levier, pour cette bande. Si l'on admet que par des artifices de construction on puisse dans les divers bateaux envisagés maintenir le centre de gravité à la même hauteur, tout dépendra de la position du centre de carène.

Dans ces conditions, on voit que le bateau le plus stable sera celui dont le volume sera le plus haut possible par rapport à la flottaison. Ou encore partant d'un bateau donné, si l'on cherche à faire croître la stabilité d'un bateau analogue, de même déplacement, en en modifiant les formes, on y arrivera en creusant le bateau dans les fonds pour l'élargir dans les hauts. Voici une démonstration plus rapide de ce théorème. Soient B et A les points de l'axe correspondant à l'enlèvement et à l'addition de déplacements équivalents R et Q (fig. 23), C la position initiale du centre de carène, C' sa position intermédiaire après enlèvement du déplacement R ; C'' sa position finale après addition du déplacement Q. On a :

$$\overline{C'C} \times P = C'B \times R.$$

$$\overline{CC''} \times P = \overline{C'A} \times Q$$

ou enfin, puisque $R = Q$:

$$\frac{C'C}{C'B} = \frac{C'C''}{C'A}.$$

La droite CC″ qui partage en segments proportionnels les côtés du triangle C′BA est parallèle à l'axe, et puisque

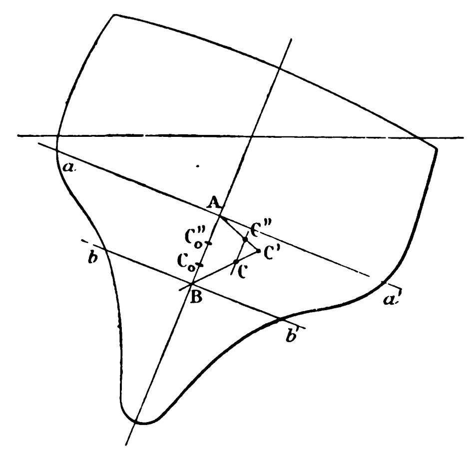


Fig. 23.

l'axe est incliné vers la droite, le point C″ est forcément à droite de la verticale passant par le point C.

On remarquera que le déplacement du centre de carène, $\overline{CC''}$, est lui-même égal à $BA \times \frac{Q}{P}$, pour toutes les positions du point C. Donc, le point C_o en particulier remontera sur l'axe de cette quantité, ce qui fera décroître d'autant le terme *a*.

Si le volume de la carène est le plus possible accumulé vers la flottaison, la surface de chaque couple sera elle-même accumulée autant que possible au voisinage de l'in-

tersection du couple et de la flottaison. C'est surtout sur les couples les plus larges, au voisinage du milieu, et en particulier sur le maître couple que cette disposition de la surface du couple devra être réalisée : les couples de l'avant sont en effet presque forcément étroits à la flottaison ; ceux de l'arrière sont plus larges à ce niveau à cause du cul-de-poule qui élargit toutes les lignes des hauts : il est presque impossible d'améliorer beaucoup les premiers au point de vue de la stabilité, et les autres sont naturellement bien disposés à ce point de vue. (Soit dit en passant, c'est encore là une qualité de plus à ajouter aux qualités des arrières de yachts que nous avons fait ressortir en un chapitre de notre *Architecture et construction du yacht*).

Quant au maître couple, on a, au moment de le tracer, le choix entre un nombre indéfini de formes à lui donner. S'il s'agit d'assurer au bateau un summum de stabilité, à toutes les inclinaisons possibles, c'est un maître couple large à la flottaison, descendant un peu verticalement au-

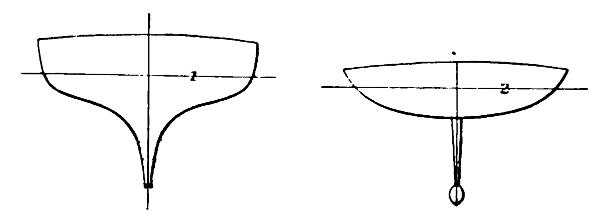


Fig. 24.

dessous d'elle puis se creusant promptement ensuite et venant promptement diminuer de largeur qu'on adoptera (fig. 24) croquis 1. Les praticiens qui, sans entrer dans les considérations théoriques que nous venons d'émettre, ont depuis longtemps constaté les qualités de stabilité des bateaux dont le maître couple a la forme en question, disent

que cette forme de maître couple donne de l'*appui* au bateau. Les formes des bulb-keel modernes sont par excellence des formes d'*appui* (fig. 24, croquis 2). Nous verrons ultérieurement que l'appui est vraisemblablement plus grand encore dans la marche que pour le bateau immobile, à cause de l'heureuse intervention de la force Φ_3, réaction verticale de l'eau sur la carène.

D'autre part, pour que la stabilité à de grands angles de bande reste bonne, il ne faut pas que le franc bord du ba-

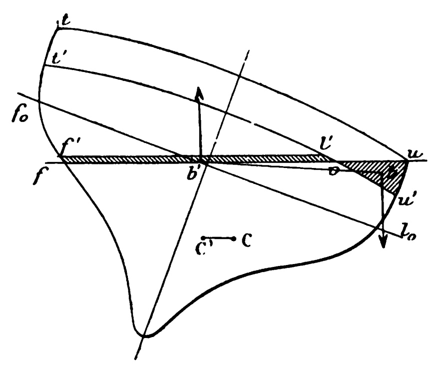


Fig. 25.

teau soit trop bas, et que le pont entre trop tôt dans l'eau. Soit, en effet, (fig. 25), C le centre de carène pour une inclinaison donnée d'un bateau dont le pont, *tu*, effleure seulement l'eau en *u* à cette inclinaison. Cherchons le centre de carène d'un autre bateau identique au premier, sauf en ce qui concerne la position du pont, abaissée à *t'u'*.

On voit que pour ce deuxième bateau, la flottaison *fv* ne sera plus isocarène à f_0l_0, il s'en manquera du volume *uvu'*, immergé à cette bande pour le précédent bateau et qui maintenant ne fait plus partie de la carène. Aussi le

deuxième bateau s'immergera jusqu'à la flottaison $f'l'$ qui isole une tranche de volume r égal au volume de l'onglet uvu'.

Soit b le centre de gravité de l'onglet, b', celui de la tranche. Soit C' le centre de gravité du deuxième bateau. Par un raisonnement analogue à celui qui a été énoncé un peu plus haut, on démontrerait que CC' est parallèle à bb', et égal à :

$$\frac{bb' \times q}{P}$$

Or, bb' est sensiblement parallèle à fl; donc CC' est sensiblement horizontal, et exprime exactement la réduction subie pour l'inclinaison envisagée par le bras de levier du couple. On voit que cette réduction est sensiblement proportionnelle au volume de l'onglet uvu', c'est-à-dire qu'elle croîtra rapidement avec l'inclinaison du bateau, à partir du point u'.

Ou encore, et plus simplement, on peut considérer la suppression du volume uvu' et l'addition de la tranche immergée comme équivalent à l'addition d'un couple inclinant dont les forces composantes sont égales au poids de l'onglet uvu' et le moment à la distance des deux forces.

En définitive, pour qu'un bateau soit heureusement dessiné au point de vue de la courbe de ses centres de carène à des positions obliques, il faut que le volume immergé de sa carène soit accumulé au voisinage de sa flottaison, et aussi que son pont soit assez haut placé au-dessus de la flottaison.

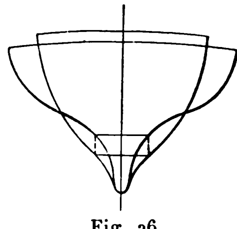
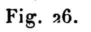
Mais il est évident que ces desiderata ne seront que difficilement réalisés sans nuire à la condition de maintenir, d'autre part, le centre de gravité le plus bas possible. Cette accumulation de volume au voisinage de la flottaison, et entre elle et le pont, se traduira par une augmentation des

poids de coque et d'aménagements dans les hauts du bateau, et par une ascension simultanée du centre de gravité. Au delà d'une certaine limite, on perdrait en élevant le centre de gravité ce qu'on gagne en élevant le centre de carène.

Pourtant il existe une classe de yachts de régates dans lesquels on a réussi à élever au plus haut degré le centre de carène tout en laissant le centre de gravité aussi bas que possible : ce sont les fin-keel et les bulb-keel, bateaux à coque plate et large avec un aileron en plan mince pour tenir le lest profondément dans l'eau (fig. 24, croquis 2).

De tout ce qui précède résulte évidemment que ces bateaux donnent le summum de la stabilité, non seulement au voisinage de la flottaison droite, mais encore pour les grandes inclinaisons.

D'autre part, les yachts de croisière, surtout dans les petits tonnages, sont désavantagés, par rapport aux yachts de course, au point de vue de la stabilité inclinée, par la nécessité (qu'impose le désir du logement à réserver à bord), de garder une notable largeur de plancher, et par suite une notable largeur de maître couple dans les fonds



Fig. 26.

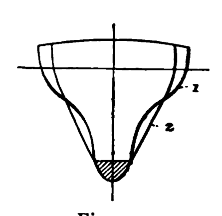


Fig. 27.

(fig. 26). Pour de tels yachts, on doit fatalement renoncer à échancrer beaucoup le maître couple, à donner beaucoup d'appui. Mais ce qu'ils perdent de ce côté, pour les moyennes inclinaisons, ils le regagnent partiellement, par rapport

aux yachts de course, pour les grandes bandes, car ils ont encore leur plat-bord hors de l'eau, alors que les racers, plus ras sur l'eau, commencent à immerger le pont. Ainsi à ce point de vue, le cruiser est désavantagé d'abord par rapport au racer, pour toutes les brises modérées de régates, puis regagne sur lui pour les brises fraîches de la navigation courante.

Néanmoins, un architecte naval soucieux de dessiner un yacht relativement rapide, et par suite relativement stable, devra veiller avec le plus grand soin à ne rien perdre de ce qui peut rapprocher de la flottaison, le centre de carène initial C_o, puisque du même coup il améliorera la stabilité à tous les angles d'inclinaisons. A égalité de largeur de plancher, de hauteur sous le pont, de déplacement même, il donnera le plus de largeur et d'appui possible au maître couple (fig. 27, tracé n° 1), il élargira autant que possible la flottaison tout entière, surtout à l'arrière où cela peut se faire sans nuire à la finesse du bateau, et enfin il rognera au pied des couples des extrémités tout ce que des considérations d'autre nature ne lui imposeront pas de conserver.

CHAPITRE VIII

DÉTERMINATION GRAPHIQUE DE LA COURBE DES CENTRES DE CARÈNE. RECHERCHE DES FLOTTAISONS ISOAIRES

La connaissance de la courbe des centres de carène, pour les inclinaisons transversales, permet de passer à la construction de la courbe des bras de levier du couple de redressement, pour peu que, d'autre part, on connaisse aussi la position du centre de gravité du bateau.

Mais la construction de l'une ou de l'autre de ces courbes n'a vraiment d'intérêt que si l'on est en possession de courbes analogues pour divers bateaux connus, ou tout au moins pour un bateau connu, qu'on prend pour point de départ d'un nouveau projet. La comparaison des courbes du bateau type et du bateau projeté permettra seule de voir si l'on a amélioré, conservé ou diminué la stabilité transversale du modèle, par l'effet des diverses modifications qu'on a jugé bon de lui apporter.

Or, il s'en faut que les courbes de centres de carène des principaux yachts connus puissent elles-mêmes être consultées par les architectes navals, et ceci pour une raison majeure. C'est que, suivant toute vraisemblance, elles n'ont jamais été dessinées. Les méthodes les plus simples qui aient été données jusqu'ici pour leur détermination conduisent à des calculs d'un aspect si rébarbatif que seul, un ingénieur disposant d'une élite de dessinateurs, osera les entreprendre, avant d'arrêter définitivement le projet d'un grand navire.

Faire pour un petit yacht deux et trois fois le même travail, d'abord sur le yacht connu pris pour type, puis sur le premier projet d'un nouveau bateau et enfin, si ce premier projet ne donne pas satisfaction, sur le plan définitif auquel on s'arrêtera, serait une entreprise absolument au-dessus des moyens d'action d'un architecte naval.

Nous avons donc cru utile de chercher une méthode approximative, mais expéditive, permettant d'arriver très vite à la détermination d'éléments de comparaison ; les inexactitudes de tracé qu'on pourra commettre par cette méthode seront sans inconvénients, puisque les courbes qu'on tracera pour le bateau type et le bateau projeté ne cesseront pas d'être comparables entre elles, et par conséquent diront toujours avec certitude en quel sens on se sera écarté du modèle choisi. La méthode en question se donnant pour but d'éviter autant que possible les calculs va être une méthode essentiellement graphique.

Principe de la méthode graphique pour la détermination des centres de carène. — Envisageons un bateau en flottaison oblique *fl* (fig. 28). Soit C son centre de carène,

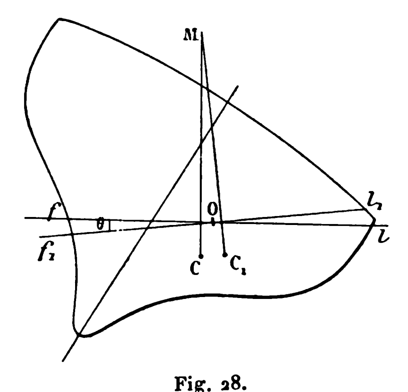


Fig. 28.

soit, d'autre part, f_1l_1 une nouvelle flottaison *isocarène* avec la précédente, et faisant avec elle l'angle θ supposé très petit. Soit C_1 la projection sur le plan transversal contenant C du centre de carène correspondant à cette nouvelle flottaison. Menons par C et C_1 des normales aux directions fl, f_1l_1. Elles se coupent au point M, et font entre elles l'angle θ. Si l'on pose $CM = \rho$, on peut écrire :

$$CC_1 = \rho\theta$$

Prenons par rapport à la droite CM les moments des deux volumes identiques que sont, d'une part, la nouvelle carène limitée à f_1l_1 et de l'autre l'ancienne carène limitée à fl, diminuée de l'onglet émergé fOf_1 et augmentée de l'onglet immergé lOl_1.

Nous avons, en appelant V le volume de la carène :

$$V\rho\theta = \text{Moment des onglets}$$

Et d'autre part, on sait que le moment des onglets est exprimé par l'expression $I\theta$, dans laquelle I est le moment d'inertie de la flottaison, par rapport à un axe passant par le point O, et qu'on peut supposer être parallèle au plan longitudinal, à une approximation suffisante près.

On a donc en définitive, pour toute position du bateau, le droit d'écrire :

$$\rho = \frac{I}{V}$$

en appelant V le déplacement constant de la carène inclinée, I le moment d'inertie de la flottaison, et ρ le *rayon de courbure* de la courbe des centres de carène. Autrement dit, si l'on prend sur la normale à la flottaison considérée passant par le centre de carène correspondant un point à la distance $\rho = \frac{I}{V}$ du centre de carène, et si l'on décrit de ce point comme centre avec un rayon égal à ρ un arc de cir-

conférence de *très petite longueur*, cet arc se confondra avec la courbe des centres de carène elle-même, dans toute son étendue.

Nous n'avons pas exposé en détail les considérations sur lesquelles on s'appuie pour démontrer l'égalité $\rho = \frac{I}{V}$ pour une flottaison oblique quelconque, parce que le raisonnement à faire est identiquement le même en ce cas qu'en celui d'une flottaison droite, et que la démonstration qui figure au chapitre V de notre *Architecture et construction du yacht* suffit par elle-même une fois pour toutes.

Au même chapitre, nous avons démontré que la droite d'intersection des deux flottaisons isocarènes voisines contient forcément les centres de gravité de ces deux flottaisons. Cette propriété, et la démonstration que nous en avons donnée s'applique évidemment au cas des flottaisons inclinées, aussi bien qu'à celui de la flottaison droite.

En définitive, si nous possédions tracées sur le vertical d'un plan de bateau une série de flottaisons isocarènes de plus en plus inclinées, il nous suffirait d'en calculer le moment d'inertie par rapport à des axes longitudinaux passant par leur centre de gravité pour déterminer les rayons de courbure de la courbe des centres de carène, aux divers points de cette courbe correspondant à ces flottaisons.

Supposons le problème résolu, les calculs des valeurs de ρ effectués pour des inclinaisons successives de 0°, 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, etc.

Supposons enfin déterminée, par les méthodes exposées en notre premier volume, la position du centre de carène en flottaison droite. Voici comment nous nous y prendrons pour tracer une courbe qui sera sinon la courbe des centres de carène, du moins une courbe très voisine de celle-ci.

Sur une droite quelconque nous porterons (fig. 29) une longueur M_0C_0 représentant à l'échelle du plan la longueur du rayon métacentrique initial ρ_0. De M_0 comme centre avec ρ_0 pour rayon nous décrirons un arc de cercle de 5^0 d'amplitude, C_0C_5. Nous joindrons les points M_0C_5, et sur

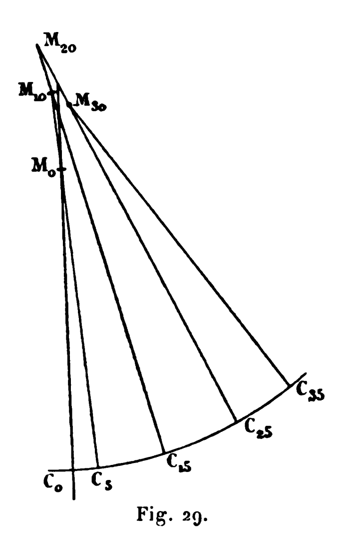


Fig. 29.

la droite C_5M_0 nous porterons une longueur C_5M_{10} correspondant au rayon ρ_{10} (rayon de courbure calculé pour une inclinaison de 10°).

De M_{10} comme centre avec ρ_{10} pour rayon nous décrirons un arc de cercle de 10^0 d'amplitude qui nous donnera le point C_{15}. Nous joindrons $C_{15}M_{10}$, et nous placerons le centre de courbure M_{20} avec lequel nous déterminerons la courbe des centres de carène jusqu'à M_{25} et ainsi de suite.

Bien entendu, nous pourrons avoir une approximation plus grande en multipliant davantage les stations, en ne décrivant que des angles moitié moindres à chaque fois

par exemple. Mais il semble que, avec des angles de 10°, qui donnent un écart de 5° seulement de chaque côté de la position des centres de carène correspondant aux rayons de courbure calculés de 10 en 10°, l'approximation sera déjà satisfaisante.

Notons en passant que la courbe des points $M_0M_{10}M_{20}$ etc., se rapproche de l'enveloppe des droites telles que C_0M_0, $C_{10}M_{10}$, $C_{20}M_{20}$ etc. On l'appelle *développée métacentrique transversale* du bateau.

Nous allons maintenant examiner comment on peut déterminer avec une précision suffisante la position des flottaisons isocarènes d'un bateau.

Méthode des flottaisons isoaires. — Quand un bateau s'incline, en conservant un déplacement constant, la nouvelle flottaison plane qui isole une carène totale équivalente à la précédente n'isole plus, dans chaque couple en particulier, la même surface que la flottaison droite ; si la surface totale de la courbe des aires des couples reste constante, les ordonnées de cette courbe varient; les unes croissent et les autres diminuent ; accroissement d'une part et diminution de l'autre se compensent.

Mais si l'on connaissait pour chaque couple une droite d'inclinaison donnée détachant dans le couple une aire immergée équivalente à son aire immergée en flottaison droite, la surface cylindrique constituée par l'ensemble de ces droites constituerait une flottaison inclinée *non plane*, elle aussi isocarène à la flottaison initiale : pour cette flottaison cylindrique et pour la flottaison plane initiale, la courbe des aires des couples resterait identiquement la même.

C'est cette flottaison cylindrique *isoaire*, c'est-à-dire détachant dans chaque couple une aire équivalente à l'aire immergée en flottaison initiale que nous allons d'abord

chercher à obtenir. Nous verrons ensuite par quel procédé on peut passer de sa connaissance à la détermination de la flottaison isocarène de même inclinaison.

Détermination de lu surface enveloppe des flottaisons isoaires d'un couple. Envisageons un couple, et soit FL F'L' les traces de deux flottaisons isoaires voisines sur le plan de ce couple (fig. 3o). En assimilant (ce qu'on peut

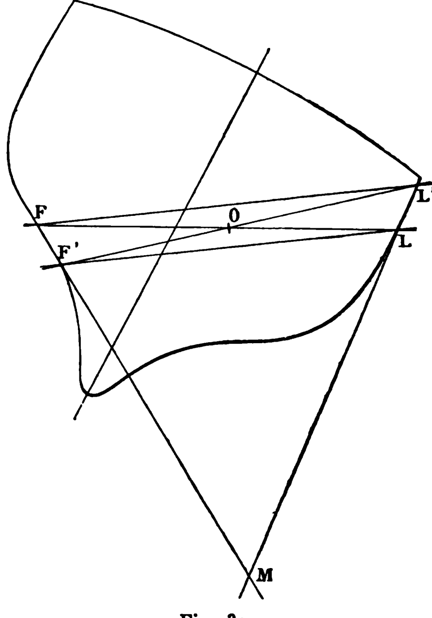


Fig. 3o.

toujours faire si leur longueur est assez faible) FF' LL' à des fragments de ligne droite, nous considérerons FOF', LOL' comme deux triangles dont par hypothèse l'aire est équivalente. Prolongeons FF', LL' jusqu'à leur intersection en M.

Les triangles FML, F'ML' seront aussi d'aire équivalente, puisqu'on obtient l'un ou l'autre de ces triangles en ajoutant au même quadrilatère F'OLM, le triangle FOF', ou le triangle équivalent LOL'.

Les triangles FML, F'ML' ayant un angle commun en M leurs surfaces sont proportionnelles aux produits des côtés de cet angle, et puisque ces surfaces sont égales, on a

$$MF \times ML = MF' \times ML'$$

ce qui peut s'écrire

$$\frac{MF}{MF'} = \frac{ML'}{ML}$$

Cette égalité prouve que les droites F'L, FL' sont parallèles.

Ainsi, pour passer d'une flottaison quelconque FL à une autre flottaison voisine isoaire, il suffit de se donner un point F' voisin de F, et de mener par F une parallèle à F'L ; cette parallèle coupe le contour du couple en un point L', et F'L' est isoaire à FL.

Cette méthode, purement graphique et extrêmement rapide, permet de construire en quelques instants un nombre considérable de flottaisons isoaires pour un couple donné. En particulier, on évitera toute erreur sur la position des flottaisons au voisinage des angles du contour du couple (intersection de la muraille avec le pont, ou avec la quille, etc.) en choisissant précisément le sommet de l'angle comme point qu'on se donne *a priori* pour y faire passer une flottaison isoaire.

Bien entendu, dans la construction qui vient d'être donnée, on ne tracera pas sur le papier les droites parallèles telles que F'L, FL'. On se contentera de marquer *a priori* un des points F' ou L', et de déterminer l'autre avec la règle et l'équerre. Les droites telles que FL, F'L', seules tracées, détermineront, pourvu qu'elles soient assez rappro-

chées, une *enveloppe* géométrique qui sera la *courbe enveloppe des flottaisons isoaires du couple* ou courbe F. (Voir fig. 31) (1).

La courbe F présentera un point de rebroussement pour

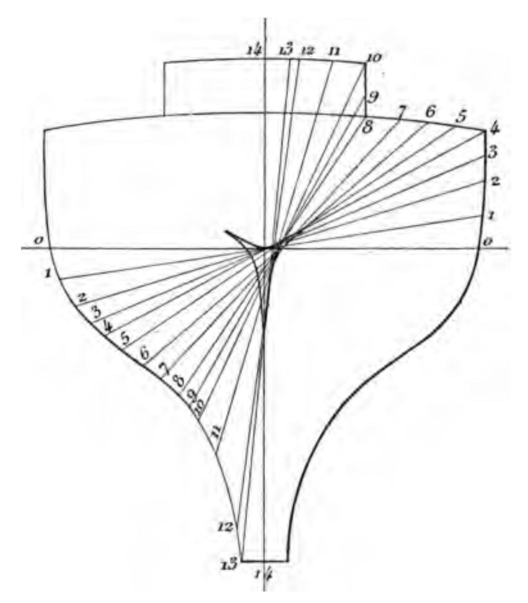


Fig. 31.

chaque flottaison passant par un angle du tracé du couple La forme en sera donc assez compliquée, si l'on en pousse la construction un peu loin, si par exemple pour un bateau muni d'un roof, on cherche la position de la flottai-

(1) Par circonstance, l'aire du maître couple d'Hermès représenté à la figure 31 étant partagée en deux parties égales par sa flottaison normale, l'axe joue le rôle de flottaison isoaire; en cas ordinaire, la flottaison isoaire verticale est distincte de l'axe, et se reproduit symétriquement de chaque bord.

son isoaire parallèle au plan longitudinal de symétrie, et coupant par suite le roof.

Quoi qu'il en soit, nous remarquerons tout d'abord que la méthode de tracé qui vient d'être indiquée ne donne pas immédiatement des flottaisons isoaires faisant entre elles des angles déterminés à l'avance, mais qu'elle permet de les placer après coup, puisque, une fois l'enveloppe des flottaisons tracée, il suffira pour avoir la flottaison isoaire à une bande donnée α, de mener une droite parallèle à la direction ainsi définie et tangente à cette enveloppe, ce qui peut toujours se faire *graphiquement* avec une règle et une équerre.

Mais il serait peu pratique de passer pour la construction complète des flottaisons cylindriques isoaires inclinées à diverses bandes données d'un bateau par la construction des enveloppes des flottaisons isoaires de tous ses couples. Nous allons donc chercher une méthode permettant de placer du premier coup dans un couple une flottaison isoaire à une flottaison donnée, et faisant avec elle un angle de faible amplitude choisi à l'avance α.

Envisageons tout d'abord (fig. 32) le triangle FML obtenu en prolongeant jusqu'à leur intersection les éléments du contour du couple au-dessus de F et au-dessous de L. Si au lieu de chercher les flottaisons isoaires du couple lui même nous cherchions une série de droites telles que AB, CD, etc., pour lesquelles la surface des triangles MFL MAB MCD reste constante, nous obtiendrions comme courbe enveloppe une hyperbole, ayant pour asymptote MF, ML. C'est en effet une propriété connue de l'hyperbole que l'aire d'un triangle compris entre ses asymptotes et une quelconque de ses tangentes reste constante.

De plus, le point du contact de chacune des tangentes est au milieu du segment compris entre les deux asymptotes.

Le point P, milieu de FL (fig. 33) est donc un point de

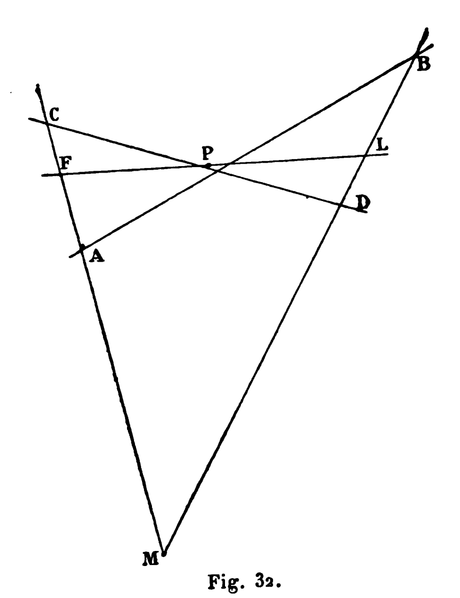


Fig. 32.

Fig. 33.

l'hyperbole à laquelle sont tangentes toutes les flottaisons isoaires du triangle, et parmi elles les flottaisons isoaires du couple, qui sont celles qui ne font avec FL qu'un angle de faible amplitude. Menons par P une droite RS faisant avec FL l'angle choisi α.

Cette droite est une corde de l'hyperbole et le milieu T du segment RS est un point du diamètre conjugué aux cordes parallèles à RS. Il ne reste plus qu'à déterminer l'intersection de ce diamètre MT avec l'hyperbole elle-même, intersection qui est le point de contact de la tangente parallèle aux cordes. On sait qu'on la trouvera en un point X tel que, si U est l'intersection du diamètre MT avec la tangente FL, on ait :

$$\overline{MX}^2 = MU \times MT.$$

Pour le déterminer il suffira de décrire une circonférence quelconque passant par U et T, de lui mener une tangente MY, et de rabattre sur la droite MT la longueur MY, précisément égale à la longueur cherchée MX. Il ne restera plus qu'à mener par X une droite parallèle à RS pour avoir la flottaison isoaire faisant avec FL l'angle α.

Cette méthode élégante au point de vue géométrique est peu pratique graphiquement parce qu'elle conduit à surcharger à l'excès la figure. Aussi avons-nous cherché à lui substituer un procédé graphique dispensant de passer par cette détermination.

Voici l'exposé géométrique de son principe. Soient AFC DLB les éléments du contour du couple aux extrémités d'une flottaison donnée FL (fig. 34). Menons une droite HE faisant avec FL l'angle α, coupant le contour du couple en C et D, et coupant FL *en un point quelconque* E. Envisageons les deux branches de l'hyperbole ayant pour asymptote FL, HE, et pour tangente FC ; menons à la branche de cette hyperbole opposée à FC une tangente parallèle à LD, coupant les asymptotes en K et en I.

D'après la propriété de l'hyperbole que nous venons de rappeler, le triangle EKI est équivalent au triangle EFC. Menons la droite FI, prolongeons-la jusqu'en L′, et par L′, menons une parallèle L′F′ à HE.

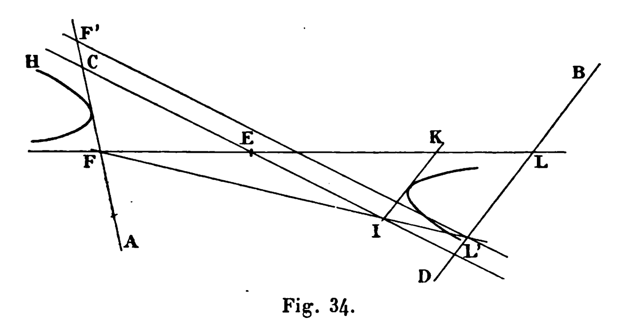


Fig. 34.

Il est facile de démontrer que F′L′ est la flottaison isoaire cherchée.

Dans le prochain chapitre, nous montrerons comment, de ces propriétés géométriques, on déduira un procédé graphique pour la détermination d'une flottaison isoaire dans un couple donné à une autre flottaison donnée et faisant avec elle un angle donné de 10°, par exemple.

CHAPITRE IX

APPLICATION DE LA MÉTHODE DES FLOTTAISONS ISOAIRES A LA RECHERCHE DES ISOCARÈNES

Nous avons dit à la fin du précédent chapitre que si l'on traçait une hyperbole quelconque ayant pour première asymptote la droite FL, pour deuxième asymptote une droite faisant avec FL un angle de α^0, et dont l'une des branches soit tangente à l'un des côtés du contour du couple, il serait possible, en menant une tangente à la deuxième branche de l'hyperbole, de déterminer la position d'un des points de rencontre avec le contour du couple de la flottaison isoaire à FL faisant avec FL un angle α.

Bien entendu, il ne saurait être question de procéder pour chaque couple et pour chaque station à une pareille construction. Mais il est en revanche très facile de construire *une fois pour toutes*, pour un angle donné α une hyperbole telle que ses asymptotes fassent entre elles l'angle α. Cette hyperbole et ses asymptotes reportées sur une feuille transparente pourront être superposées au couple dont on recherche les flottaisons isoaires et permettront de passer à la suite des constructions graphiques indiquées.

Nous appellerons *rapporteur hyperbolique* ou *rapporteur isoaire* l'ensemble de l'hyperbole et de ses asymptotes dessinées sur un papier transparent, conformément à la fig. 35. Supposons donc que sur une feuille de fort papier calque, ou mieux de toile calque, on ait reproduit le *rapporteur hyperbolique de 10 degrés*. Ce rapporteur est

dessiné à la figure 35 pour plus de commodité, mais on peu

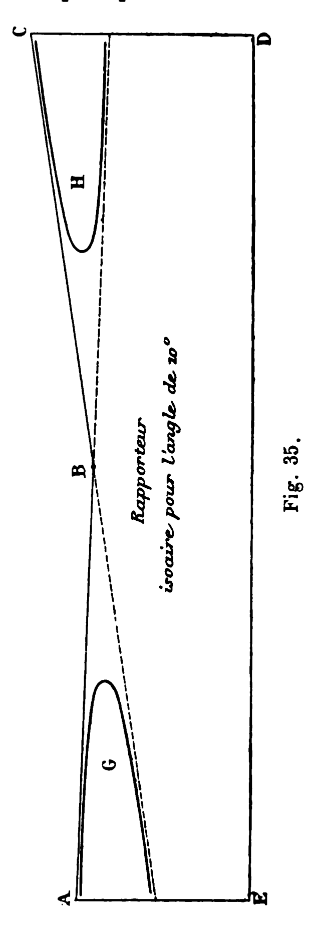


Fig. 35.

aisément le reconstituer par tangentes et par points si l'oı n'a pas le présent volume sous la main.

On présentera (fig. 36) le côté AB du rapporteur le lonĝ

de la flottaison qui sert de point de départ pour une nouvelle station, et on amènera la branche G de l'hyperbole à être tangente au contour du couple au-dessous de F.

On fera glisser une équerre parallèlement au contour du couple au-dessus de L, jusqu'à ce que son arête parallèle audit contour vienne tangenter la branche H. On pointera, *sur le plan*, le point *a* où l'arête de l'équerre rencontre le bord du rapporteur.

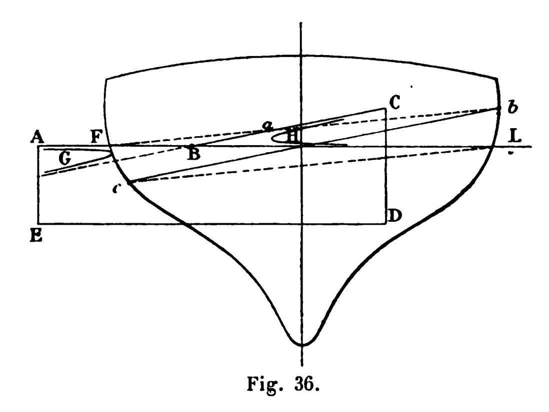


Fig. 36.

On retirera le rapporteur, on pointera le point *b* du contour du couple où ce contour est coupé par la droite F*a*, sans tracer cette droite.

Par le point L, on mènera (sans la tracer), une parallèle à F*b*, coupant le contour du couple en *c*. La droite *bc* est la flottaison isoaire cherchée pour le couple considéré, faisant un angle de 10° avec la précédente flottaison.

Application de la méthode des flottaisons isoaires au cas d'une carène complète. — S'il s'agit de chercher les flottaisons isocarènes successives à 10, 20, 30, 40, etc. degrés d'une carène complète, il faudra tout d'abord subs-

tituer au vertical ordinaire des plans de formes deux tracés distincts comprenant les formes complètes de part et d'autre de l'axe de symétrie, l'un pour les couples de l'avant, l'autre pour les couples de l'arrière.

Sur chacun de ces verticaux, on opérera comme il vient d'être dit pour chacun des couples, en une première station de 10 degrés d'écart avec la flottaison droite. Mais au lieu de tracer, pour chaque couple, la flottaison isoaire correspondante, on se contentera de pointer l'intersection de cette flottaison avec une droite *mn* faisant 10° avec l'axe et d'écrire à côté de chaque point le numéro du couple correspondant. On remarquera que pour tous les couples voisins du maître, une seule détermination de flottaison isoaire suffira, car ces couples ayant sensiblement la même forme, leurs flottaisons isoaires coïncident sensiblement).

Ceci fait, on tracera un léger trait de crayon suivant une droite XX faisant un angle de 10° avec la flottaison initiale et coupant la droite *mn* au voisinage du point qui correspond à la flottaison isoaire du maître couple.

On relèvera (fig. 37) et on inscrira en deux colonnes correspondantes, d'une part les ordonnées complètes interceptées en chaque couple, suivant la trace XX ; de l'autre la hauteur du point de flottaison isoaire correspondant *y*,*z* au-dessus ou au-dessous de cette trace, en affectant du signe — les hauteurs au-dessus, et du signe + les hauteurs au-dessous. On fera les produits ligne à ligne des chiffres des deux colonnes en les effectant de leurs signes.

On fera la somme de produits positifs et celle des produits négatifs, et on retranchera la plus petite somme de la plus grande en affectant la différence du signe convenable (+) si c'est la somme des produits positifs qui l'emportent et (—) au cas contraire).

Cette différence D *qui sera toujours très faible* indique (à un facteur près égal à l'équidistance des couples) la

différence entre le volume de la carène oblique limitée à la flottaison plane considérée, et l'isocarène correspondante. Il suffira de la diviser par la surface de la flottaison oblique plane considérée pour avoir la distance entre les deux flottaisons, distance qu'il faudra porter au-dessous de XX si la différence D est positive, puisqu'en ce cas la

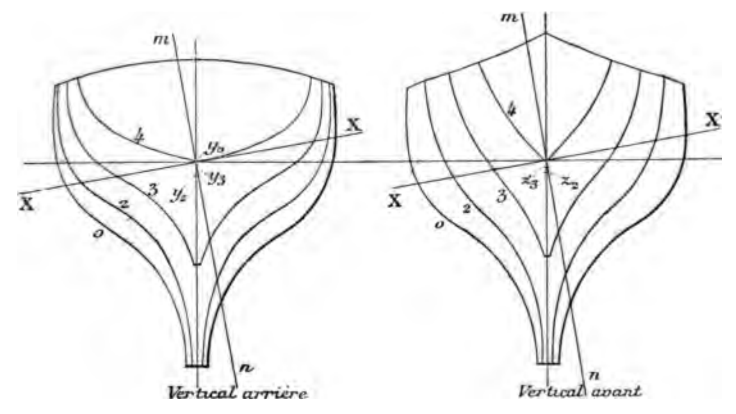


Fig. 37.

flottaison XX ajoute plus aux aires de certains couples isoaires qu'elle ne retranche aux aires des autres couples, et au-dessus de XX si la différence D est négative.

Il va sans dire que la surface de la flottaison XX s'obtiendra en ajoutant les chiffres de la première colonne (déduction faite de la moitié du premier et du dernier terme si ceux-ci ne sont pas nuls ; une déduction analogue est du reste à faire pour les produits correspondant aux couples extrêmes, avant et arrière). On n'a pas à faire intervenir l'équidistance des couples, puisqu'elle entre en facteur aux deux termes de la division à effectuer.

La flottaison F′L′ isocarène à 10° une fois déterminée, on

la tracera, et on cherchera par la même méthode la flottaison isocarène à 20° et ainsi de suite.

On remarquera que, procédant de la sorte de proche en proche, l'écart entre XX et les isoaires des divers couples ne sera jamais considérable.

Toutes les fois que les points de repères indiquant la position des flottaisons isoaires des divers couples se trouveront condensés dans une très petite longueur, et *ce sera le cas le plus général*, on obtiendra une approximation encore très suffisante en plaçant *à l'œil* au travers de ces points la position présumée de la flottaison isocarène. Pour placer cette flottaison, on se guidera sur la position de la flottaison isoaire du maître couple, dont on s'écartera un peu, soit en dessus, soit en dessous, suivant le sens dont s'en écartent les flottaisons isoaires des couples extrêmes. Si même les flottaisons isoaires des couples d'une extrémité sont au-dessus, et celles des couples de l'autre extrémité sont au-dessous de la flottaison isoaire du maître couple, on adoptera sans plus d'hésitation cette dernière flottaison comme flottaison isocarène. Au cas où on ne croirait pas pouvoir accepter cette simplification, et où l'on appliquera dans son intégralité la méthode de correction qui vient d'être exposée, il faut encore remarquer que la distance entre la flottaison de repère XX et la flottaison isocarène FL sera forcément très faible et que par suite l'erreur commise en assimilant à des cylindres la tranche comprise entre XX et F'L' sera négligeable. Il n'en serait pas de même si l'on établissait tout d'abord pour chaque couple les isoaires à 10°, 20°, 30°, 40°, etc., et qu'on cherchât ensuite à transformer par exemple en flottaison isocarène la flottaison isoaire à 40°.

En vue de ne pas compliquer l'exposé de notre méthode, nous l'avons énoncée toute entière sans nous interrompre pour en justifier les points de détail. Nous allons mainte-

nant procéder à cette justification, si peu nécessaire qu'elle soit. Si AB est la flottaison isoaire d'un couple quelconque (fig. 38), et si la flottaison de repère XX passe à une distance a au-dessous de AB, le produit $a \times \frac{XX' + AB}{2}$, ou ce qui revient sensiblement au même, le produit $a \times XX$, représente la surface *en moins* (par rapport à la surface

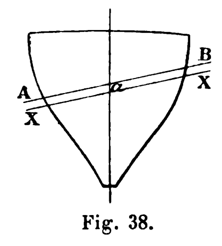


Fig. 38.

immergée en flottaison droite), qui serait immergée pour la flottaison XX dans le couple en question.

De même, si dans un autre couple la flottaison isoaire est CD, ligne au-dessous de la droite XX, et distante de celle-ci de b, et si ZZ est l'ordonnée complète déterminée dans le couple par la flottaison XX, cette dernière flottaison immergera dans le couple envisagé une surface supérieure à celle immergée en flottaison droite dans le même couple, et l'excès de surface immergée sera b ZZ.

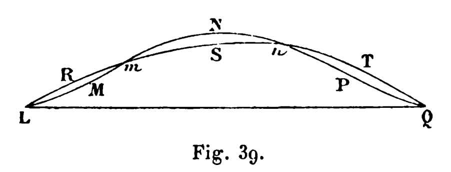


Fig. 39.

Supposons tracée la courbe LMNPQ, des aires des couples en flottaison droite, *qui est aussi* celle des aires des couples isoaires en flottaison oblique (fig. 39). Portons sur

les ordonnées figuratives de l'aire de chaque couple, des longueurs proportionnelles aux produits *a*XX, *b*ZZ, que nous ajouterons à l'ordonnée pour les produits positifs tels que *b*ZZ, et que nous en retrancherons pour les produits négatifs tels que *a*XX. Joignons les points ainsi obtenus par une courbe continue LRSTQ. Cette courbe sera la courbe des aires des couples correspondant à la flottaison XX. La surface de cette courbe, qui représente le volume de la carène limitée à la flottaison XX diffère de la surface de la courbe primitive du résultat de la soustraction algébrique opérée entre la surface en plus *m*S*n*N et la surface en moins LR*m*M + *n*PQT. C'est précisément cette surface qu'on évaluerait en retranchant l'une de l'autre la somme des produits positifs et celle des produits négatifs, et en multipliant cette différence affectée de son signe par l'équidistance des couples.

Si, vu la faible épaisseur de la tranche entre la flottaison XX et la flottaison parallèle isocarène à la flottaison droite F'L' on assimile cette tranche à un cylindre, la hauteur du cylindre sera égale au quotient du volume de la tranche calculé comme il vient d'être dit par la surface de la flottaison XX laquelle est précisément égale à la somme des ordonnées (déduction faite des moitiés des ordonnées extrêmes) multipliée par l'équidistance des couples.

Cette équidistance figurant au premier degré dans le dividende et dans le diviseur, il est inutile d'en tenir compte dans le détail des opérations.

Remarque.— Quand pour la détermination d'une flottaison isoaire on vient à franchir l'angle de la coque et du pont, la méthode qui vient d'être exposée cesse de s'appliquer rigoureusement puisque l'on n'est plus en possession d'un élément de ligne droite auquel on puisse rendre tangente l'hyperbole du rapporteur isoaire. Si l'on veut opérer avec

rigueur, il faut se prémunir d'un jeu de rapporteurs isoaires de moindre amplitude. Quand on arrivera au voisinage d'un angle du contour, on déterminera la flottaison isoaire passant par le sommet de cet angle, en se servant de la méthode des parallèles indiquée dans le cours du précédent chapitre ; on relèvera l'angle de cette flottaison avec la flottaison précédente, et au moyen d'un rapporteur isoaire approprié, on atteindra la nouvelle station cherchée, en partant de cette flottaison intermédiaire.

On pourra aussi pour ce cas particulier, et ce sera probablement même plus simple, déterminer par la méthode des parallèles un élément de la courbe enveloppe des flottaisons isoaires au voisinage de la flottaison passant par le sommet de l'angle et lui mener une tangente parallèle à la direction voulue : ce tracé d'enveloppe se fait sans trop surcharger la figure si, au lieu de tracer les flottaisons tout entières, on n'en trace qu'un court fragment au voisinage du milieu, et qu'on efface l'enveloppe dès que la flottaison qu'elle a servi à tracer est obtenue.

Enfin, il nous semble qu'en se servant d'un rapporteur isoaire de 5° pour les stations qui avoisinent le sommet de l'angle, on obtiendra une approximation encore suffisante en appuyant sur la muraille du couple l'hyperbole du rapporteur jusqu'à ce que la flottaison nouvelle cherchée vienne rencontrer le pont ; on prendra ensuite le contour du pont comme tangente à l'hyperbole du rapporteur.

CHAPITRE X

COURBES DE STABILITÉ. CALCUL DES RAYONS DE COURBURE DE LA COURBE DES CENTRES DE CARÈNE. DÉTERMINATION DES BRAS DE LEVIER DE REDRESSEMENT.

Après avoir déterminé les positions des flottaisons isocarènes de dix en dix degrés, il va falloir procéder au calcul de leurs moments d'inertie. On sait d'ailleurs que le moment d'inertie de chaque flottaison doit être pris par rapport à un axe parallèle au plan longitudinal, lequel axe est précisément l'intersection du plan de la flottaison envisagée avec une flottaison isocarène infiniment voisine. La position de cet axe n'est pas donnée ; mais on sait qu'il passe par le centre de gravité de la flottaison envisagée. Il faudrait donc commencer par déterminer la position dudit centre de gravité puis relever les ordonnées de part et d'autre de l'axe longitudinal passant par ce point.

Comme on ne peut déterminer la position du centre de gravité sans commencer par procéder à un relevé d'ordonnées, il sera plus simple de s'y prendre différemment. Le moment d'inertie d'une surface par rapport à un axe quelconque est égal au moment d'inertie de cette surface pris par rapport à un axe parallèle au précédent et passant par son centre de gravité, augmenté du produit de la surface par le carré de la distance entre les deux axes.

Soit I le moment cherché par rapport à un axe longitudinal passant par le centre de gravité, I' le moment d'inertie calculé par rapport à un axe longitudinal choisi

6.

à volonté, *pq*, x la distance des deux axes, S la surface de la flottaison.

On aura :

$$I' = I + Sx^2$$

ou :

$$I = I' - Sx^2$$

Nous allons voir comment un seul relevé d'ordonnées permet de calculer I′, S et x.

Pour cela (fig. 40) choisissons l'axe *pq* en dehors de la

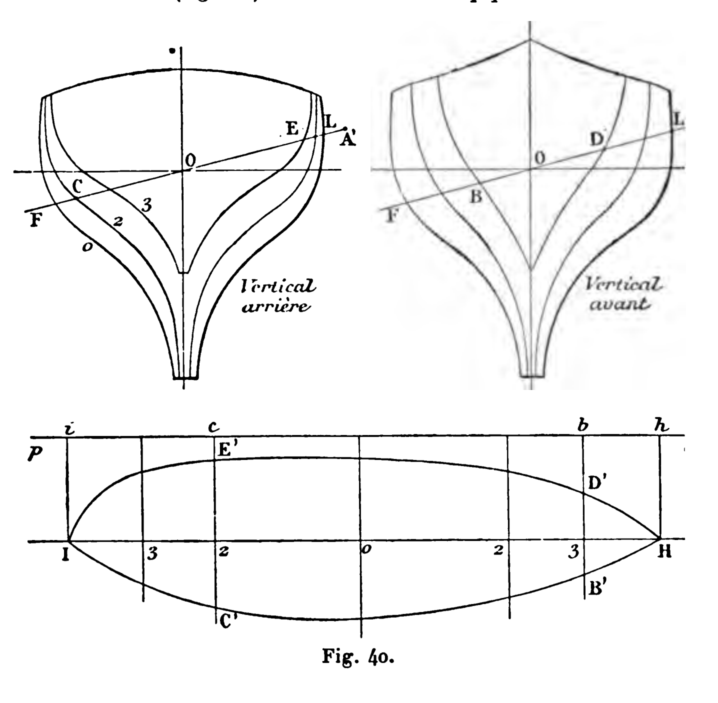


Fig. 40.

flottaison, c'est-à-dire sur les deux verticaux dessinés l'un pour les couples avant, l'autre pour les couples arrière,

prenons un point AA′ sur la trace de la flottaison FL, en dehors du maître couple (et tel, bien entendu, que $OA = OA'$).

Relevons la série des longueurs telles que AB, A′C, et la série des longueurs telles que AD, A′E, c'est-à-dire les distances au point origine choisi des deux intersections de chaque couple avec la trace de la flottaison. Cela revient exactement à obtenir les ordonnées cC', bB', cE', bD', comptées depuis l'axe pq jusqu'au contour de la flottaison supposée rabattue en vraie grandeur.

Or les ordonnées telles que cC', bB' peuvent être considérées comme étant les ordonnées de l'aire $hB'C'Ii$, par rapport à l'axe pq. De même, les longueurs telles que bD', cE' sont les ordonnées, comptées depuis le même axe, de l'aire $hHD'E'Ii$. La flottaison considérée est la différence des deux aires en question, et son moment d'inertie par rapport à pq est la différence de leurs moments d'inertie par rapport au même axe.

Mais, si l'on s'en rapporte à la démonstration donnée au chapitre V de notre *Architecture et construction du yacht*, le moment d'inertie de l'aire compris entre une courbe et un axe est égal au tiers de la somme des cubes des ordonnées équidistantes, multipliée par l'équidistance des ordonnées.

En appelant l l'équidistance des couples du tracé sur lequel on opère, on a donc :

$$I' = \frac{l}{3}\left[\begin{array}{l}\text{Somme de } \overline{cC'}^3,\ \overline{bB'}^3, \text{ etc.} \\ -\ \text{Somme de } \overline{cE'}^3,\ \overline{bD'}^3, \text{ etc}).\end{array}\right.$$

ou en remplaçant cC', bB', cE', dD' par les ordonnées réellement relevées, non sur la flottaison elle-même, que dans la pratique il n'est pas besoin de tracer, mais bien sur les deux verticaux des couples avant et arrière :

$$I' = \frac{l}{3}\left[\begin{array}{l}\text{Somme des cubes des ordonnées telles que AB, A'C} \\ -\ \text{Somme des cubes des ordonnées telles que AD, A'E}).\end{array}\right.$$

Voici I′ calculé. S s'obtiendra naturellement en faisant la somme des grandes ordonnées telles que AB, A′C, en retranchant de cette somme celle des petites ordonnées telles que AD, A′E, et en multipliant par l la différence obtenue.

Enfin x est égal au quotient du moment de la surface de la flottaison par rapport à l'axe, M, par l'aire de cette surface.

Le moment M s'obtient lui-même en faisant la demi-somme des carrés des grandes ordonnées, en retranchant la demi-somme des carrés des petites ordonnées et en multipliant la différence par l.

Nous calculerons donc M. Et comme il nous faut calculer l'expression Sx^2, nous l'obtiendrons en divisant M^2 par S, puisque de l'égalité :

$$M = Sx$$

on tire :

$$M^2 = S^2x^2 \qquad \text{et } Sx^2 = \frac{M^2}{S}$$

Il ne restera plus qu'à retrancher de I′ la valeur ainsi calculée pour avoir I.

Voici maintenant comment les opérations se disposeront :

Sur une colonne on écrira les grandes ordonnées, on laissera deux colonnes vides ; sur une quatrième colonne on écrira les petites ordonnées, et on préparera une cinquième et une sixième colonne.

Ensuite, en s'aidant autant que possible d'une table *des carrés et des cubes des nombres* (table qu'on trouve partout en librairie), on remplira les colonnes 2 et 3 en y inscrivant les carrés et les cubes des grandes ordonnées, et on opérera de même pour les colonnes 5 et 6. On fera les sommes $\Sigma_1\Sigma_2\Sigma_3\Sigma_4\Sigma_5\Sigma_6$ des 6 colonnes. La valeur de I s'en déduira en remplaçant les lettres par leurs valeurs dans l'expression suivante :

$$I = \left[\frac{1}{3}(\Sigma_3 - \Sigma_6) - \frac{(\Sigma_2 - \Sigma_5)^2}{4(\Sigma_1 - \Sigma_4)}\right] l$$

Nous avons dit que le relevé des ordonnées s'opère exclusivement sur les deux verticaux des couples. Il convient de signaler qu'en opérant de la sorte on commettra d'inévitables erreurs pour les extrémités des flottaisons, lesquelles, en devenant obliques, se déforment des deux bouts, et nécessiteraient, par suite, un tracé complet, si l'on voulait en corriger l'aboutissement. Il convient de passer outre et de consentir à cette erreur, dont la correction serait trop longue à opérer, par rapport au bénéfice d'exactitude réalisée.

Détermination des bras de levier de la courbe de redressement. — Quoi qu'il en soit, une fois en possession des valeurs de I, il suffit, pour avoir les valeurs successives de ρ, de diviser les valeurs de I par le volume constant la carène V.

On construira ensuite par fragments d'arcs de cercles tangents entre eux, la courbe des centres de carènes par la méthode qui a été exposée au cours du chapitre VIII, en prenant bien entendu comme point de départ le centre de carène en flottaison droite, et le rayon métacentrique initial dont nous avons enseigné la détermination en parlant de l'architecture élémentaire du yacht.

On portera ensuite sur l'axe C_0M (fig. 41) une longueur *a* égale à la distance entre le centre de gravité et le centre de carène en flottaison droite, et du point G ainsi obtenu, on abaissera des perpendiculaires sur les droites telles que $MC_5, M_{10}C_{15}$, etc. On relèvera les longueurs de ces perpendiculaires, qui sont les bras de levier du couple de redressement pour les inclinaisons à 5°, 15°, etc. et on les portera en ordonnées perpendiculairement à un axe quelconque, choisi comme axe des abscisses, sur lequel on aura porté à l'avance des longueurs proportionnelles aux nombres 5, 15, etc. En joignant par une courbe continue les

points obtenus on aura réalisé la courbe des bras de levier des couples de redressement, telle qu'elle est définie au chapitre IV.

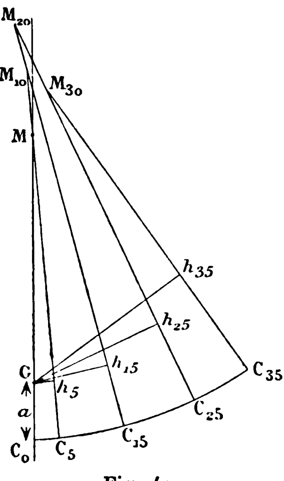


Fig. 41.

Nous avons dit que les deux caractéristiques à déduire au premier abord de l'examen de cette courbe sont d'une part, l'angle qui correspond au maximum du bras de levier (ou, ce qui revient au même, du moment du couple), et, de l'autre, l'angle qui correspond à l'annulation du bras de levier.

Nous ajouterons qu'il serait d'un très vif intérêt de connaître aussi pour le plus grand nombre de yachts possibles, l'*aire* de la courbe, d'abord depuis son origine jusqu'à son maximum, ensuite depuis son origine jusqu'à sa deuxième intersection avec l'axe des x.

Si, en effet (fig. 42), nous appelons q une ordonnée quelconque de la courbe correspondant à la bande θ, l'ex-

pression $qd\theta V$ représente le *travail nécessaire* pour faire passer le bateau de la bande θ à la bande $\theta + d\theta$.

Donc le travail total nécessaire pour amener le bateau depuis la flottaison droite jusqu'à la bande quelconque θ sera $V \int^{\theta} qd\theta$. Mais l'expression $\int qd\theta$ est précisément celle qui représente l'aire de la courbe, comptée de l'origine jusqu'à l'abscisse θ.

On voit donc que les deux aires dont nous disons qu'il serait utile de se préoccuper, représentent le travail nécessaire pour amener le bateau à sa bande de chavirement possible ou à sa bande de chavirement définitif.

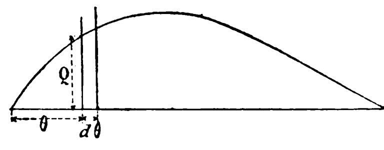


Fig. 42.

Si parmi les architectes navals qui font des plans de yachts, ceux qui sont capables de calculer la stabilité inclinée voulaient bien verser en des archives communes les résultats de leurs calculs, ces chiffres seraient d'un très grand intérêt et permettraient de fixer avec certitude les dimensions de la voilure d'un projet, en recherchant, parmi les bateaux construits, les éléments des bateaux offrant une résistance analogue au chavirement.

Mais dans l'état actuel des choses en France, et probablement en le monde entier, bien rares sont, même parmi les meilleurs des architectes de yachts, ceux qui ont, en dehors de leur pratique du métier, une instruction même élémentaire en matière de théorie du navire. Aussi faut-il renoncer à compter sur autrui, et se résoudre, si l'on veut

tirer parti des bateaux connus pour en déduire les éléments de bateaux à construire, opérer les calculs complets aussi bien pour le modèle que le projet.

La méthode que nous venons d'indiquer en ce chapitre et en les précédents est-elle plus rapide que les méthodes antérieurement connues, consacrées par l'expérience, mais que l'expérience a aussi prouvé être longues et compliquées ? Nous l'espérons, sous la réserve qu'elle soit appliquée par un ingénieur et non par un dessinateur. Une fois les flottaisons isocarènes construites, quand il ne restera plus que des ordonnées à relever, des tableaux à remplir, des opérations à effectuer, le dessinateur calculateur reprendra ses avantages. Mais pour placer les flottaisons isocarènes en se servant des flottaisons isoaires, il nous semble que seuls les très bons dessinateurs, chefs d'études, pourraient, à défaut d'ingénieurs, se tirer judicieusement et rapidement d'affaire.

Il est vrai que la méthode elle-même est étudiée, nous l'avons dit, pour servir aux architectes navals en personne, et leur permettre de se passer de tout aide, puisque la plupart du temps, ils n'ont précisément pas de dessinateurs à leur disposition.

Mais nous avons pensé que malgré sa simplicité relative, la méthode ne sera encore que bien rarement appliquée. Aussi, plutôt que de continuer à dessiner des yachts avec un insouci complet de la détermination préalable de leur stabilité inclinée, nous proposerons de s'en tenir à l'application pure et simple de la méthode ultra-simplifiée qui va faire l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE XI

ÉTUDE DU MAITRE COUPLE AU POINT DE VUE DE LA STABILITÉ

La position du centre de carène n'est évidemment que la résultante des positions des centres de gravité de chacun des couples immergés. Chaque couple intervient, pour déterminer le centre de carène, au prorata de sa propre aire, et d'après la position de son propre centre de gravité.

Or, si nous envisageons le maître couple, nous voyons tout d'abord que c'est lui dont l'aire est la plus grande ; c'est la position de son centre de gravité dont l'influence sur la position du centre de carène sera la plus grande. En outre, d'après l'allure générale du tracé d'une carène, le maître couple est celui qui se rapproche le plus en grandeur et en forme des couples voisins. Sur au moins un quart de la longueur du bateau, on peut, à peu de chose près, substituer la forme du maître à celle d'un couple quelconque à l'avant et à l'arrière. Donc, non seulement le maître couple aura, au point de vue de la stabilité, une importance relativement prépondérante par lui-même, mais encore, cette influence s'accusera davantage parce que les couples qui l'avoisinent, de part et d'autre, lui ressemblent forcément beaucoup, et interviennent de la même façon que lui dans la détermination du centre de carène.

D'autre part, il convient de remarquer que si l'influence du maître couple est la plus importante, elle est en même temps une des *plus favorables*. Le maître étant en effet le

couple le plus large, est celui qui, à toutes les inclinaisons, donnera vraisemblablement un des plus grands bras de levier de redressement.

Si nous substituons au bateau un cylindre à génératrices horizontales ayant pour directrice le contour du maître couple, nous obtiendrons un nouveau flotteur, forcément plus stable que le bateau lui-même.

Étudier la stabilité absolue de ce flotteur ne serait pas se procurer un renseignement utile sur la stabilité absolue du bateau. Mais par contre, si nous ne sortons pas du terrain sur lequel nous nous sommes placés, et si nous cherchons seulement le moyen de comparer les stabilités de deux bateaux, l'un existant, sur les qualités duquel on est renseigné par la pratique, et l'autre à construire, ou plutôt à dessiner en prenant celui-ci comme point de départ, et en modifiant ses formes, nous trouverons, par la comparaison des stabilités des deux cylindres enveloppes des maîtres couples, de très utiles renseignements. A moins de déformations importantes dans les extrémités, on doit considérer que la stabilité variera, d'un bateau à l'autre, dans le même sens que d'un cylindre à l'autre.

Du reste, on pourra toujours se faire une idée du sens de l'influence exercée par le changement des formes des extrémités, en cherchant à se rendre compte de ce qu'on aurait à faire pour obtenir le bateau projeté, en partant d'un bateau semblable suivant les lignes d'eau au modèle choisi, dans le rapport des largeurs, à chaque ligne d'eau, du maître couple du projet, et du maître couple initial, et ayant la même équidistance de lignes d'eau que le projet.

Si pour passer de ce bateau intermédiaire hypothétique, au projet, on a élevé des fonds vers les hauts une fraction du volume de la carène, on exercera, par la déformation des extrémités, une influence heureuse sur la stabilité à toutes les inclinaisons. Cette influence sera fâcheuse en cas contraire.

Quoi qu'il en soit, si nous en revenons à l'étude de la stabilité d'un cylindre à génératrices horizontales, ayant pour directrice le contour du maître couple d'un bateau, nous voyons que cette étude devient singulièrement simple par la méthode des isoaires. En effet, tous les couples du cylindre étant identiques, les isoaires des couples occupent par rapport à chacun d'eux des positions identiques, et la surface réglée des traces de flottaisons isoaires est plane.

Le centre de carène est au milieu de la longueur du cylindre, et se confond avec le centre de gravité du couple milieu.

En un mot, le problème se résume à chercher les positions successives des centres de gravité de la région immergée d'un couple donné, dont l'aire immergée reste constante.

On commencera par placer les flottaisons isoaires aux diverses inclinaisons. Pour cela, on usera d'une quelconque des méthodes indiquées en les précédents chapitres. Toutefois, comme on n'a plus à redouter de surcharger de traits la figure, puisqu'on n'a plus à opérer que pour un seul couple, il nous semble que la méthode la plus pratique et la plus rapide sera celle qui consiste à déterminer l'enveloppe des flottaisons isoaires. Cette méthode évite en effet, ainsi que nous l'avons fait remarquer, toute hésitation au moment de franchir les angles saillants ou rentrants de la carène. L'enveloppe une fois déterminée, il sera bien simple d'y mener des tangentes faisant avec l'horizontale des angles successifs de 10°, 20°, 30°, 40°, etc. Nous croyons qu'il sera indispensable d'aller jusqu'à la détermination de l'isoaire à 90°, afin de bien voir la grandeur présumée de la stabilité pour le cas où le bateau se coucherait à plat sur l'eau.

Une fois tracées les flottaisons isoaires, il faudra déterminer les grandeurs des rayons de courbures de la courbe

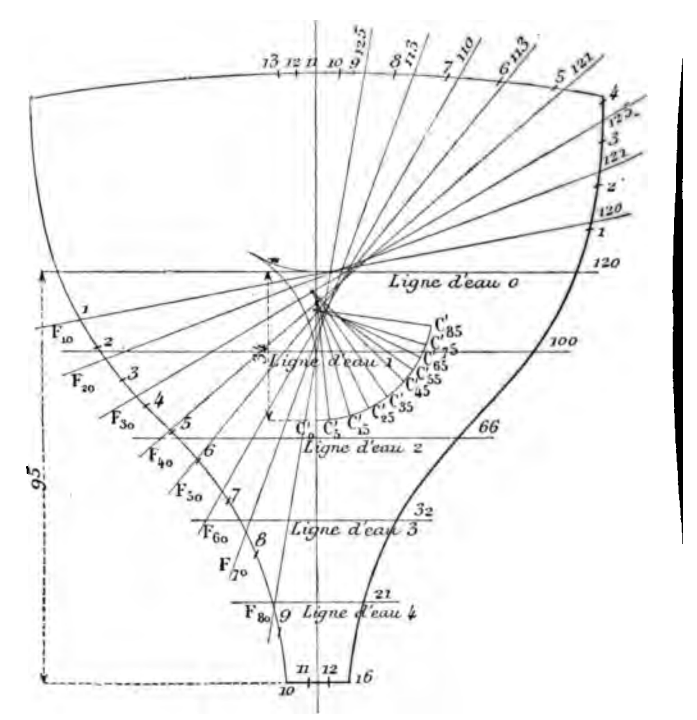


Fig. 43. — Calcul et tracé de la courbe des centres de gravité du maître couple du Yacht Minerva (W. Fife, constructeur).

N° des lignes d'eau 1	Valeurs des ordonnées 2	Produits des colonnes 1 et 2 3	Inclinaisons des flottaisons isoaires 4	Longueurs des flottaisons isoaires 5	Cubes des longueurs (approximatifs) 6	Rayons métacentriques 7
0	1/2 60	1/4 60	0°	120	1.730.000	26,5
1	100	100	10°	120	1.730.000	26,5
2	66	132	20°	121	1.770.000	27,0
3	32	96	30°	125	1.940.000	29,5
4	21	84	40°	121	1.770.000	27,0
5	1/2 8	40	50°	113	1.440.000	22,0
			60°	110	1.340.000	20,5
	287	512	70°	113	1.440.000	22,0
			80°	125	1.940.000	27,0

Aire du maître couple

$$B^2 = \frac{287 \times 95}{5} = 5.453$$

Distance du centre de gravité du maître couple à la flottaison

$$\frac{512 \times 95}{287 \times 5} = 34$$

des centres de gravité du couple immergé aux diverses inclinaisons.

Ce rayon sera évidemment égal au quotient du moment d'inertie de la ligne de flottaison, pris par rapport à son centre de gravité, par l'aire immergée du couple. (Si en effet on se reporte au cylindre hypothétique ayant le contour du couple pour directrice, on constatera que l'application de la méthode générale de recherche des rayons de courbure de la courbe des centres de carène conduit immédiatement à ce résultat).

Il faut donc opérer une fois pour toute le calcul de l'aire B^2 du maître couple immergée en flottaison droite. Mais ce calcul est indispensable à bien d'autres points de vue, et nous avons enseigné à le faire dès les éléments de l'architecture navale.

D'autre part, reste à calculer le moment d'inertie d'un élément de ligne droite, par rapport à son centre de gravité. Ce centre de gravité est, bien entendu, le milieu même de la longueur de l'élément de droite, et si L est la longueur considérée le moment d'inertie est :

$$I = \frac{1}{12} L^3.$$

Puisque, ainsi que nous l'avons démontré au chapitre V de notre premier volume, si l représente une 1/2 ordonnée de flottaison, on a pour toute la flottaison :

$$I = \frac{2}{3} \text{somme de } l^3,$$

au cas où la flottaison se réduit à une seule ordonnée de longueur $L = 2l$.

On a évidemment :

$$I = \frac{2}{3}\left(\frac{L}{2}\right)^3 = \frac{L^3}{12} \text{ C.q.f.d.}$$

En définitive, on voit que la valeur du rayon de courbure, correspondant à l'inclinaison pour laquelle la longueur de la flottaison isoaire est L, sera :

$$C = \frac{L^3}{12\,B^2}.$$

Il suffit donc de relever les ordonnées complètes de 10 en 10° et de diviser leur cube par 12 fois l'aire du maître couple immergée, pour avoir la série des rayons de courbure successifs cherchés.

Pour tracer par développée la courbe elle-même des centres de gravité du maître couple immergé, en la plaçant à sa véritable position par rapport au contour du couple, il faudra aussi déterminer la position du point de départ de la courbe, qui est le centre de gravité du couple immergé en flottaison droite. Nous avons montré à faire une détermination de cette sorte au chapitre VI de notre *Architecture et construction du Yacht*. Nous rappellerons que pour l'opérer, il faut diviser l'axe du couple en une série de longueurs égales et mener des ordonnées par les points de division. On relève ensuite les ordonnées, on les écrit en colonne (en n'inscrivant pour la première ordonnée que la moitié de sa valeur), et on en fait la somme. Dans une deuxième colonne on écrit le quart de la première ordonnée, puis la seconde ordonnée, le double de la troisième, le triple de la quatrième et ainsi de suite, et l'on fait la somme de cette seconde colonne. Le quotient de la deuxième somme par la première représente le chiffre par lequel il faut multiplier l'équidistance des ordonnées pour avoir la distance du centre de gravité cherché au premier point de division, lequel, pour que le calcul soit exact, doit être l'intersection de la flottaison avec l'axe du couple.

Une fois tracée, et placée à sa position exacte par rapport à la flottaison, la courbe des centres du maître

couple immergé, on placera sur l'axe le centre de gravité du bateau à sa position calculée ou présumée et on achèvera la détermination des bras de levier de redressement par la méthode exposée au précédent chapitre.

Toutefois, il peut arriver qu'on ne possède pas, avec une exactitude suffisante, au moment d'effectuer cette recherche sur la stabilité à prévoir d'après la forme choisie pour le maître couple, la position du centre de gravité du bateau. En ce cas, on pourra utilement encore obtenir un renseignement comparatif, sinon sur la stabilité totale probable du projet, du moins sur sa stabilité de formes.

Si, en effet, nous nous reportons au chapitre VII du présent ouvrage, nous voyons (page 61, fig. 17) que le bras de levier de redressement Gh peut se mettre sous la forme :

$$Gh = C_0k \pm a \sin\theta.$$

si C_0k est la longueur de la perpendiculaire abaissée du centre de carène en flottaison droite sur la verticale passant par le centre C d'une carène inclinée quelconque.

Nous réservant de déterminer, au mieux de la stabilité du projet, le terme a, en faisant descendre le plus bas possible le centre de gravité, et d'étudier, quand nous connaîtrons la position exacte de ce point la fonction :

$$Gh = C_0k \pm a \sin\theta$$

nous sommes dès à présent en mesure de nous rendre compte des valeurs relatives, dans le modèle et dans le projet *des bras de levier de stabilité de forme* C_0k.

Toutes choses égales d'ailleurs, la valeur de C_0k dépendra essentiellement de la grandeur du terme analogue C'_0k', longueur de la perpendiculaire abaissée du centre de gravité initial C'_0 sur la verticale du centre de gravité du maître couple incliné C' (fig. 44).

La détermination des grandeurs relatives des termes

C'_0k', pour le modèle et pour le projet. peut se faire, sans autres données, dès qu'on a construit par développée les courbes des centres de gravité des deux maîtres couples immergés.

Et même on remarquera que, pour cette étude comparative, il n'est plus utile de placer exactement les deux courbes par rapport aux flottaisons des deux maîtres couples. Les courbes peuvent sans inconvénient être des-

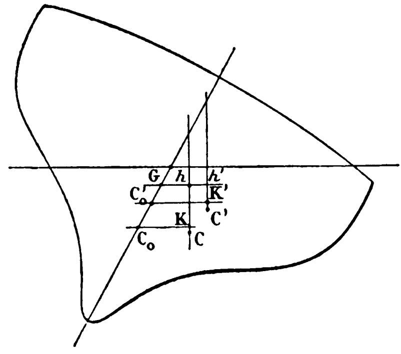


Fig. 44.

sinées à part et l'on évite ainsi d'avoir à déterminer, jusqu'à nouvel ordre, les positions des points C'_0, dans chacun des maîtres couples envisagés.

Toutefois, ce renseignement ne doit jamais être considéré que comme provisoire et destiné seulement à permettre de rejeter à l'avance, ou d'adopter, un nouveau tracé de maître couple, suivant que ce tracé fera perdre à l'excès sur la stabilité de formes du modèle, ou non. Rien ne dispense, une fois la position du centre de gravité du bateau connue, d'étudier les variations relatives du terme Gh' dans le modèle et dans le projet. Cette comparaison seule donnera des renseignements suffisants sur le gain ou sur la perte de stabilité résultant des modifications apportées du modèle au projet.

CHAPITRE XII

STABILITÉ TRANSVERSALE DIFFÉRENTIELLE

Les calculs relatifs à la stabilité transversale dont il a été parlé jusqu'ici n'ont trait qu'à l'étude du jeu des forces P, Π aux diverses inclinaisons, P étant le poids du bateau armé appliqué au centre de gravité, et Π la poussée qu'il subit, appliquée au centre de carène.

Mais en plus de l'action de ces forces, il interviendra toujours l'action de poids additionnels et de poussées correspondantes ; ces poids sont essentiellement le poids des hommes de l'équipage, et la composante verticale F_3 de l'action du vent sur la voilure. En outre, une partie des poids qui se totalisent suivant le terme P n'occupe pas une position fixe pendant la marche. Certains de ces poids, à savoir les voiles et leurs espars, se déplacent suivant l'allure suivie. D'autres, tels que par exemple l'ancre et la chaîne, les barils à eau, ou même du lest mobile, embarqué tout exprès sur certains bateaux, peuvent être, en certaines circonstances, déplacés à la volonté et par les soins de l'équipage.

Il importe donc d'étudier dans quelle mesure intervient dans la stabilité transversale l'influence de poids additionnels, relativement faibles par rapport au poids total du bateau, et aussi l'influence du changement de place d'objets pesants à bord. La première de ces influences, dont l'étude va faire l'objet du présent chapitre, constitue ce qu'on peut appeler la *stabilité différentielle.*

Addition de poids dans l'axe. — Commençons par étudier l'influence d'une addition de poids que nous supposerons effectuée de façon telle que le centre de gravité du poids ajouté soit dans le plan de symétrie du bateau. Soit $f_0 l_0$ la flottaison droite d'un bateau (fig. 45) P son déplacement, Π la poussée équivalente.

Supposons que sur ce bateau nous ajoutions un nou-

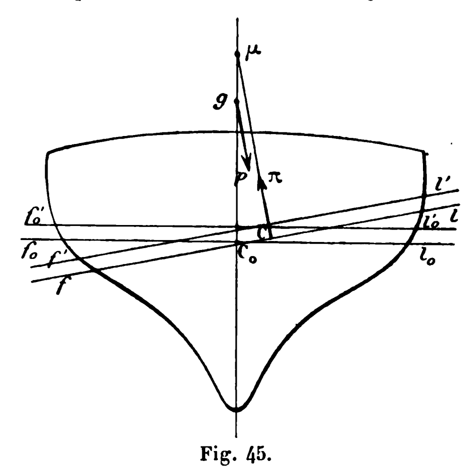


Fig. 45.

veau poids p appliqué en g, et relativement faible par rapport à P. Sous l'influence de ce poids, le bateau s'immergera un peu davantage, et sa nouvelle flottaison droite sera $f'_0 l'_0$, telle que le volume de la tranche comprise entre $f_0 l_0$, $f'_0 l'_0$ corresponde à un déplacement π égal à p. Le point d'application de la poussée π est le centre de gravité de la tranche considérée, et, puisque cette tranche est très mince, on peut admettre qu'il se confond avec le centre de gravité C_0 de la flottaison $f_0 l_0$.

Quand le bateau s'incline de l'angle θ, le point g ne change pas de place, par rapport au bateau, mais le point d'application de la poussée se déplace, et vient occuper le

centre de gravité de la tranche comprise entre la flottaison inclinée fl, isocarène à $f_0\, l_0$, et la flottaison $f'l'$, isocarène à $f'_0\, l'_0$. Ce point peut encore être confondu avec le centre de gravité C de la flottaison fl.

Menons la nouvelle verticale passant par C. Elle coupe le plan de symétrie au point μ. L'examen de la figure montre que le couple des forces p appliquée en g, et π transportée en μ sera un couple de redressement si g est au-dessous de μ, et un couple de chavirement au cas contraire.

Supposons que l'angle θ soit infiniment petit, et soit m la position limite occupée en ce cas par le point μ. Le point m porte le nom de *métacentre différentiel*. Toute addition de poids à une hauteur telle que le centre de gravité du poids ajouté soit au-dessous du métacentre différentiel augmente donc la stabilité initiale. Si au contraire le centre de gravité des poids additifs est au-dessus du métacentre différentiel, la stabilité initiale diminue par l'addition du poids.

Mais la stabilité initiale proprement dite, c'est-à-dire la stabilité correspondant aux angles infiniment petits d'inclinaison, est, nous l'avons dit, peu intéressante pour un bateau à voiles. Pour un bateau de l'espèce, il n'est donc guère utile de chercher à connaître la position du point m. Par contre, il faut se préoccurer d'examiner les diverses positions du point μ, correspondant aux diverses inclinaisons. On peut les déterminer graphiquement si l'on procède à l'étude complète de la stabilité inclinée. En effet, si nous nous reportons au chapitre X, nous voyons qu'il nous est facile d'obtenir la distance du centre de gravité des diverses flottaisons inclinées, puisque, pour une quelconque de ces flottaisons, la distance x de ce point à l'axe arbitraire qui sert au relevé des ordonnées est égal au quotient des termes M et S (moment de la flottaison considérée par

rapport audit axe arbitraire et surface de la flottaison) et que ces termes ont eux-mêmes dû être calculés pour arriver à la détermination de I et ensuite de ρ.

On devra donc placer sur la trace de chacune des flottaisons isocarènes aux diverses inclinaisons la position de son centre de gravité, et par ce point lui mener une normale. L'intersection de cette normale avec l'axe sera le point μ correspondant, point au-dessous duquel une addition de poids fait croître la stabilité, et au-dessus duquel elle la diminue, pour l'inclinaison considérée.

Si, renonçant à l'étude complète de la stabilité du bateau lui-même, on procède tout au moins à l'étude de la stabilité du maître couple, et surtout si l'on procède à cette étude avant d'arrêter le choix des formes du maître couple, il devra être considéré comme indispensable d'en étudier en même temps la *stabilité différentielle*, c'est-à-dire l'influence sur la stabilité de l'addition des poids de relativement faible importance.

Les considérations que nous avons émises au précédent chapitre sur les renseignements généraux utiles que peut donner l'examen du maître couple au point de vue de la stabilité s'appliquent en effet identiquement au cas de la stabilité différentielle.

Or, comme la stabilité proprement dite du yacht est étudiée pour le bateau sans équipage (parce que la position à prévoir pour les hommes à bord ne saurait être définie), et qu'en outre on ne peut y faire entrer en ligne de compte la composante verticale du vent F_3, éminemment variable, il arrivera, si l'on perd de vue la stabilité différentielle, que l'embarquement de l'équipage, et l'action verticale du vent pourront fort bien diminuer notablement la stabilité totale du bateau, et fausser notablement les résultats des calculs opérés.

Il importe donc, dans la comparaison à faire des maîtres

couples du bateau pris pour modèle, et du bateau projeté, de faire entrer en ligne de compte la hauteur des points μ' sur l'axe des maîtres couples. Evidemment, plus, pour une même inclinaison, le point μ' sera haut, et plus à cette inclinaison le bateau sera avantagé au point de vue de la stabilité différentielle (ou tout au moins, au cas où il perdrait encore en stabilité totale par le fait d'une addition de poids, moins il sera désavantagé).

Nous appelons μ' le point d'intersection de l'axe du

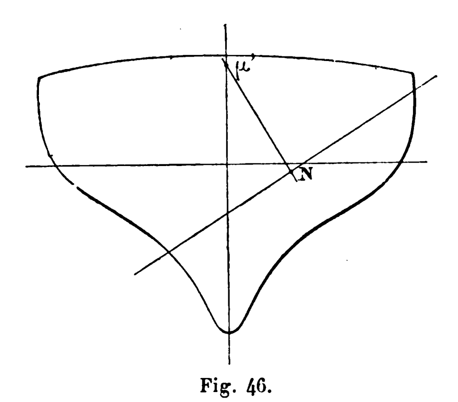


Fig. 46.

maître couple avec la normale à la flottaison, passant par le centre de gravité de l'élément de trace de la flottaison intercepté par les contours du couple, lequel centre de gravité est évidemment le milieu N de cet élément. Le point μ' dont la position, sans coïncider avec celle du point correspondant μ, influe du moins très notablement sur elle, sera d'autant plus haut que le point N sera lui-même plus haut, et plus loin de l'axe, c'est-à-dire que, sur l'isoaire *fl*, le point N sera plus haut, et que l'isoaire elle-même sera plus éloignée tout entière sous le vent.

Cette dernière condition sera, aux fortes bandes, d'autant

mieux remplie que le bateau sera plus haut de franc bord. En effet, supposons qu'au-dessus du pont pp' du bateau considéré, on ajoute une nouvelle tranche faisant monter le pont au niveau $p_1p'_1$; la position nouvelle occupée par l'isoaire parallèle à fl serait f_1l_1 telle que la surface immergée $l_1pp'p'_1l'_1$ soit équivalente à la tranche émergée fl, $f_1l'_1$, et $f_1l'_1$ sera évidemment sous le vent de fl.

D'autre part, sur la trace fl, le point N sera d'autant plus haut que les points f et l seront eux-mêmes plus haut,

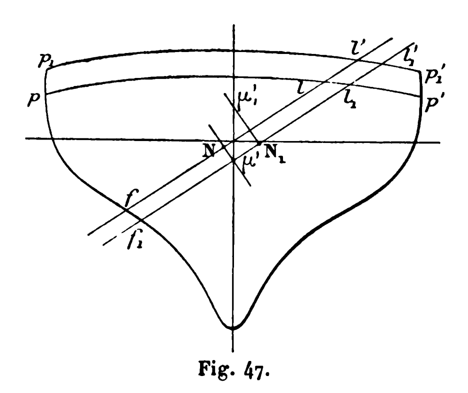


Fig. 47.

c'est-à-dire que le bateau aura plus de hauteur de franc bord, et moins de profondeur de carène.

Ainsi, au point de vue de la stabilité différentielle, entre deux bateaux de formes différentes, le plus plat sous l'eau et le plus haut d'œuvres mortes sera le plus avantagé. Pour un bateau donné, il faudra s'arrêter, dans l'immersion à adopter (qu'on règle en embarquant plus ou moins de lest) à une flottaison telle qu'il reste une bonne hauteur de franc bord et qu'il n'y ait pas trop de profondeur de carène dans l'eau ; sans quoi on s'expose à perdre, à l'embarquement de l'équipage, plus qu'on n'aura gagné en ajoutant une nouvelle quantité de lest, fût-elle placée sous la quille

C'est à cette considération que nous avons fait allusion au chapitre VI.

Développée métacentrique différentielle. — Supposons tracées les normales aux diverses flottaisons isocarènes,

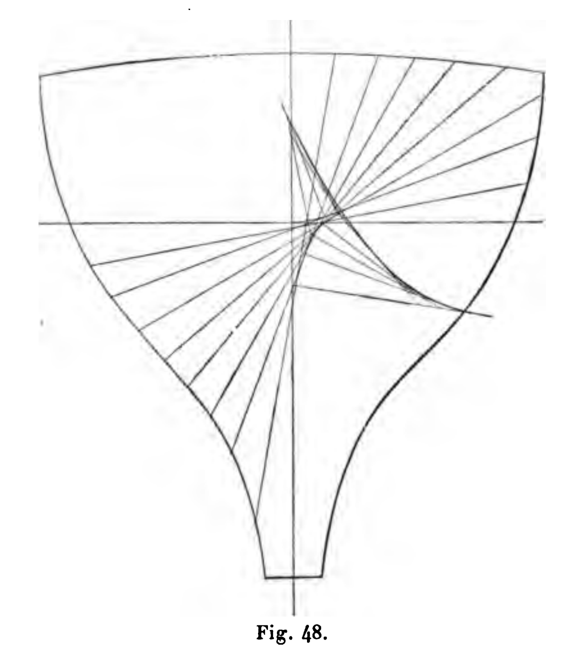


Fig. 48.

passant par le centre de gravité de chacune d'elles. Ou, pour simplifier le travail préalable, supposons menées les normales aux diverses traces des flottaisons isoaires du maître couple, par le milieu de chacune de ces traces (fig. 48).

La courbe enveloppe de ces normales est la *développée métacentrique différentielle,* pour le bateau, ou tout au moins pour le maître couple. — Nous n'étudierons que la

developpée métacentrique différentielle du maître couple, qui suffit à donner des renseignements approximatifs rapides, et dont l'étude géométrique est simple. Mais il va sans dire qu'il vaudra toujours mieux construire, sinon par points, du moins par tangentes, la développée véritable, et se servir d'elle, que de se servir de sa succédanée.

Pour avoir, sur la normale au milieu d'une flottaison isoaire de couple le point de contact de cette normale avec la développée, il faut chercher l'intersection de la normale avec la normale à la flottaison infiniment voisine.

Soient *ab*, *cd* les deux flottaisons isoaires infiniment

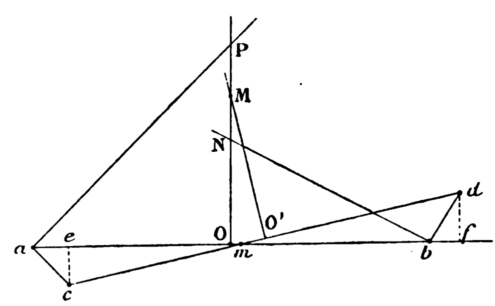


Fig. 49.

voisines, *m* leur intersection, O et O′ leurs milieux, pieds respectifs des normales considérées, M l'intersection des normales ; soit enfin θ l'angle infiniment petit des deux flottaisons, et par suite des deux normales.

L'inconnue du problème est la longueur MO, d'ailleurs égale à MO′, puisque θ est infiniment petit :

On peut poser :

$$OO' = MO \times \theta$$

et chercher à calculer OO′

, puisque θ est infiniment petit, on a sensiblement :

$$OO' = mO + mO'$$
$$= \frac{ma - mb}{2} + \frac{md - mc}{2}$$

i peut s'écrire :

$$OO' = \frac{1}{2}\left[(ma - mc) + (md - mb).\right]$$

is si nous menons les perpendiculaires ce, df à ab, nfondant, pour un angle infiniment petit, l'hypothé- avec le grand côté de l'angle droit, on aura :

$$em = mc \qquad fm = md$$

$$ae = ma - mc$$
$$bf = md - mb$$

suite :

$$OO' = \frac{1}{2}\left(ae + bf\right) \cdot$$

$$ae = \frac{ec}{\text{tg}a}$$
$$bf = \frac{df}{\text{tg}b}$$

enfin, en appelant l la $1/2$ largeur des flottaisons es considérées :

$$ae = \frac{l\theta}{\text{tg}a} \qquad bf = \frac{l\theta}{\text{tg}b}$$

définitive, on a donc :

$$OO' = MO \times \theta = \frac{l}{2}\theta\left(\frac{1}{\text{tg}a} + \frac{1}{\text{tg}b}\right)$$

et

$$MO = \frac{1}{2}\left(\frac{l}{\mathrm{tg}\,a} + \frac{l}{\mathrm{tg}\,\theta}\right)$$

Menons les normales en *a* et *b* au contour du couple, et soient N et P les intersections de ces normales avec la droite OM.

On a précisément :

$$ON = \frac{l}{\mathrm{tg}\,a} \quad OP = \frac{l}{\mathrm{tg}\,b}$$

Donc $OM = \frac{1}{2}(ON + OP)$, c'est-à-dire que le point cherché M s'obtiendra en menant les normales au contour du couple aux deux extrémités de la flottaison isoaire considérée et en prenant le milieu du segment qu'elles interceptent sur la normale menée à la flottaison elle-même en son milieu.

Dans le cas de la flottaison droite, les contours du maître couple étant symétriques, les points P et N coïncident, et se confondent par suite avec le *métacentre différentiel*, car c'est précisément alors ce métacentre qui correspond à l'intersection cherchée de l'axe avec la normale à une flottaison isoaire infiniment peu inclinée, menée au milieu de cette flottaison.

Les points tels que M sont les points de contact des normales avec leur enveloppe. Si l'on construit les isoaires de 10 en 10°, et que pour chaque normale à une isoaire on détermine, par la construction graphique qui vient d'être exposée, le point de tangence à la développée, on voit qu'on aura largement le nécessaire pour tracer cette courbe avec précision, et la trouver prête à fournir sur la stabilité différentielle tous les renseignements approximatifs désirables.

Addition de poids en des emplacements quelconques. — Grâce à elle en effet nous verrons du premier coup d'œil l'influence à attendre sur la stabilité de l'addition d'un poids en une position quelconque. Soit A la position du centre de gravité d'un poids additionnel p (fig. 50). Si A est à babord de l'axe, il est de première évidence que par l'effet du poids additionnel toute bande prise à babord

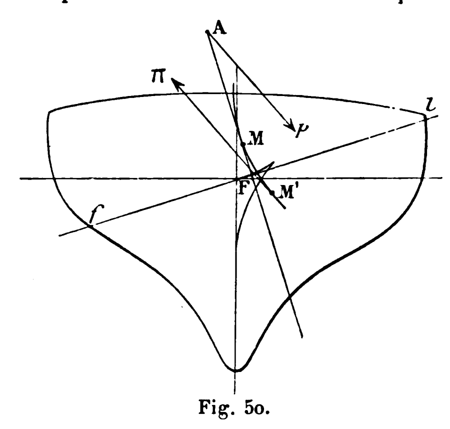


Fig. 50.

tendra à s'accroître; que par contre si le bateau commence à s'incliner à tribord, le poids en question tendra à le redresser, quelle que soit la grandeur de la bande pratiquement prise, sur tribord. Mais tendra-t-il toujours à le redresser?

Menons la tangente AM à la développée ; soit F l'intersection de AM avec la courbe enveloppe des flottaisons isoaires. Le point F est le milieu de la flottaison isoaire qui correspond au point M de la développée, c'est-à-dire que la droite AFM est forcément normale à la courbe (F) en F. Quoi qu'il en soit la flottaison fl normale à AM en F est la flottaison la plus inclinée sur tribord pour laquelle l'addition du poids p en A sur babord et de la poussée correspondante π en des points (F) ne donne pas un couple

de chavirement *sur tribord*. En effet, si l'on envisage une flottaison plus inclinée, on voit que la normale au milieu de cette flottaison, qui est tangente à la courbe (M) en M′ passe à babord du point A, et par suite que le couple constitué d'un poids en A et d'une poussée appliquée en M′ tend à augmenter l'inclinaison du bateau sur tribord. Bien entendu rien n'oblige à construire la flottaison *fl* pour connaître l'angle qu'elle fait avec la flottaison droite, cet angle étant précisément celui de la droite AM avec l'axe.

On remarquera qu'au lieu de construire la courbe des points (M) et de lui mener une tangente AM, on pourrait se contenter de la courbe des points (F) qui est toute construite, et lui mener une normale AF. Mais il est très simple de mener (graphiquement) une tangente, alors qu'il est compliqué de mener une normale. On n'arrivera guère à mener la normale qu'à l'aide de constructions géométriques dont une est précisément celle de la développée ; celle-ci du moins sert une fois pour toutes, et permet d'étudier à fond la question en faisant varier la position du point A et en voyant la grandeur de l'angle correspondant pour lequel l'addition de poids cesse d'être une cause de redressement.

Pour les très petits bateaux dans lesquels le poids de l'équipage est une fraction appréciable du déplacement, il importe qu'aux bandes de navigation courante, la tangente à la courbe des points (M) reste notablement *en dedans* du contour B du maître couple, du côté au vent.

S'il en est ainsi, le poids de l'équipage porté au vent augmentera sérieusement la stabilité, et si les calculs de stabilité proprement dits ont donné des résultats satisfaisants, on pourra compter sur une stabilité finale décidément bonne (fig. 51).

Mais si au contraire, à la bande pour laquelle on estime que le bateau peut naviguer avec sécurité, la tangente passe

ent du point B, il ne sera plus possible de compter

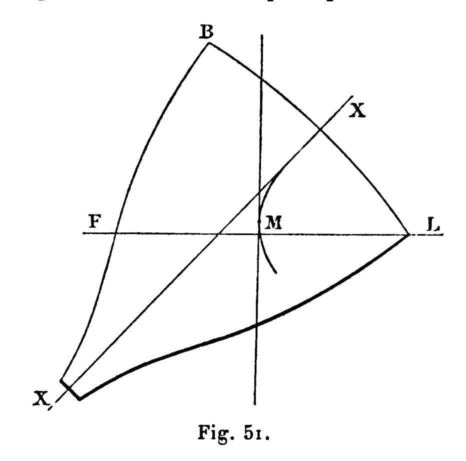


Fig. 51.

'équipage pour aider à redresser le bateau. Même

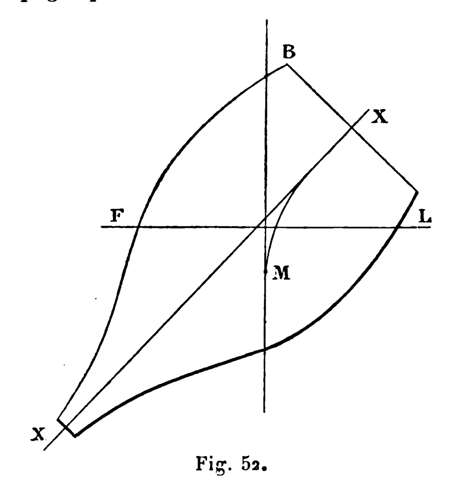


Fig. 52.

au vent le plus possible, il fera encore décroître la
lité calculée pour la coque armée (fig. 52).

En définitive, il serait plus sage de faire entrer en ligne de compte, dans les calculs de stabilité totale, le poids de l'équipage supposé debout sur le pont et dans l'axe. On n'aurait pas alors à se préoccuper de la correction à faire à l'occasion de la stabilité différentielle.

Mais en toutes circonstances, la courbe des points M est bonne à tracer et à étudier, avant d'arrêter définitivement le contour du maître couple, parce qu'il faut toujours se réserver de la marge pour l'embarquement de quelques personnes (ou d'objets pesants) en plus de l'équipage normal. Un maître couple qui conduirait à une diminution du couple de redressement pour une addition de poids en un point quelconque du pont, et ce, à la bande raisonnable de navigation, doit être rejeté, à moins qu'on ait des raisons spéciales de passer outre, en connaissance de cause, sur cette défectuosité.

Enfin, et cette dernière remarque s'adresse plus aux yachtsmen qu'aux architectes navals, on voit que, quand un bateau est par circonstance surchargé de passagers, il importe de ne pas le mener aussi à la bande qu'en chargement ordinaire. Peut-être, en effet, cette surcharge momentanée, même parût-elle augmenter la raideur du bateau sous la toile pour les inclinaisons réduites, viendrait-elle la diminuer, si l'on permettait au bateau de gîter comme à l'habitude, à un angle de bande très accusé. Un prochain chapitre nous renseignera mieux, d'ailleurs, sur l'influence des poids au vent, quand le bateau vient à la bande.

Des échouages. — Les courbes de stabilité différentielle (courbe F et courbe M) permettent aussi d'étudier l'influence sur la stabilité d'un échouement momentané ou prolongé. En effet dès que le bateau porte sur le sol par un des points de sa carène, il subit de ce chef une poussée

verticale passant par le point de contact, laquelle se traduit par un déjaugement équivalent. La tranche émergée à la flottaison fait naître un poids égal à la poussée du fond et appliquée au centre de gravité de la flottaison. Le couple résultant de ces deux forces peut, à égalité d'intensité des forces en jeu, et pour le même bateau, être soit un couple d'inclinaison, soit un couple de redressement, suivant les bandes. Il sera couple inclinant si le point de contact est

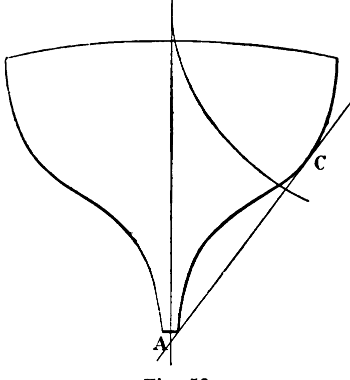


Fig. 53.

au vent de la tangente à la développée correspondant à la flottaison actuelle, et couple de redressement dans le cas contraire. Pour la plupart des bateaux, ce cas ne se produit guère que lorsque l'inclinaison est très grande. Alors le point de contact sur le fond se trouve être le tournant du couple C, l'effet de l'échouage est de redresser le bateau jusqu'à le faire porter sur sa quille A. Mais tant que l'inclinaison est moindre que celle de la droite AC, l'effet inverse se produit, sauf aux angles pour lesquels la développée métacentrique différentielle a une première branche au vent de l'axe.

Nous ne croyons pas qu'il faille tenir compte des effets

éventuels de l'échouage sur la stabilité différei côté de ceux qui peuvent résulter de la venue du sec, ou encore du percement de sa coque, ils sor nime importance. Pourtant, nous pensons qu'oı toujours, une fois le bateau dessiné, étudier au vue qui nous occupe sa stabilité différentielle, sur environs de la bande à laquelle le bateau doit, su prévisions, naviguer le plus souvent. On verrait pour un faible déjaugement, le bateau est exposé dre une bande dangereuse, et si tel était le cas, o rait le propriétaire du yacht d'avoir à redoubler dence en naviguant par des fonds bas.

Nous pourrions citer des exemples de bateaux chaviré brusquement pour avoir touché le fond.

CHAPITRE XIII

INFLUENCE SUR LA STABILITÉ DES TRANSFERTS DE POIDS

Soit P le déplacement d'un bateau, et G son centre de gravité, soit p lepoids d'un objet pesant qu'on change de place à bord et dont le centre de gravité situé d'abord en A vient ensuite en B, à une distance l de A, et dans une direction quelconque (fig. 54). Le centre de gravité viendra en un nouveau point G', tel que GG' soit parallèle à AB et égal à $\frac{p}{P}\ l$ (1).

Nous avons étudié au chapitre VI l'influence sur la stabilité d'un transfert de poids dans le sens vertical. Bien qu'en ce chapitre nous n'ayons eu en vue que les transferts *définitifs*, c'est-à-dire ceux qui consistent à faire varier la position en hauteur du centre de gravité en économisant des poids dans les hauts pour augmenter l'importance du lest, il est inutile de revenir sur la question à l'occasion des transferts *provisoires* de poids. On améliorera toujours la stabilité en abaissant le plus possible le centre de gravité des objets susceptibles d'être déplacés, tels que l'ancre, la chaîne, les barils à eau, etc. Pour une traversée d'une certaine durée, à faire par brise fraîche, il y aura donc toujours avantage à enlever du pont pour les transporter dans la cale les objets de cette nature.

(1) Voir pour la démonstration de ce théorème la démonstration exposée pour le cas analogue des transferts de volume, au chapitre VII.

On remarquera que ce transfert de poids ne m
rien la stabilité de forme et *améliore à toutes les i*

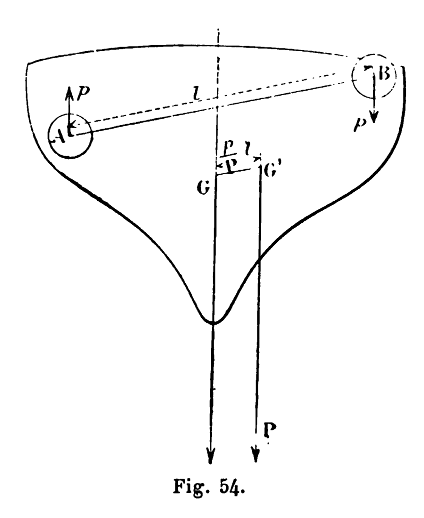


Fig. 54.

sons la stabilité de poids. Si nous exprimons

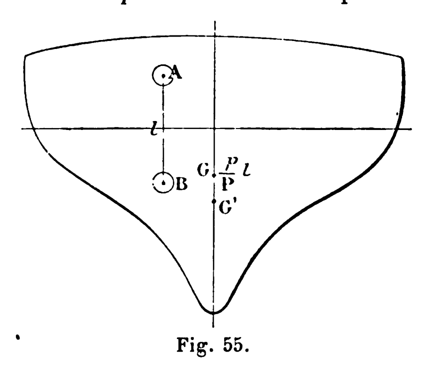


Fig. 55.

deur du bras de levier de redressement Gh sous l
que nous avons indiquée au chapitre VII :

$$Gh = C_0K \pm a \sin \theta$$

on voit que pour une bande quelconque le bras de levier devient après transfert du poids (fig. 55) :

$$Gh' = C_0K \pm a \sin \theta + \frac{p}{P} l \sin \theta$$

L'augmentation de bras de levier pour la bande θ est $\frac{p}{P} l \sin \theta$, et par suite cette augmentation croît avec le sinus de l'angle de bande, pour n'atteindre son maximum égal à $\frac{P}{p} l$ que quand θ est égal à $\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire quand le bateau est couché à plat sur l'eau.

Examinons maintenant ce qui se passe pour un transfert de poids suivant une normale au plan de symétrie. Les effets d'un transfert suivant une direction oblique

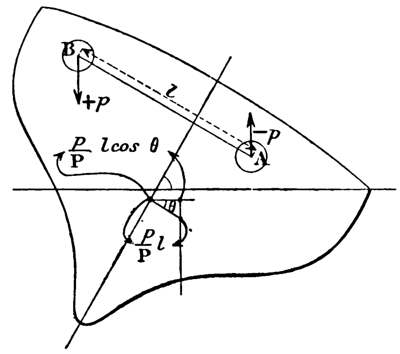


Fig. 56.

seront la résultante des effets provenant des deux déplacements, l'un dans le plan de symétrie, et l'autre normalement à ce plan, et n'ont donc pas à faire l'objet d'une étude spéciale.

Supposons un bateau naviguant à une bande quel-

conque θ, et sur lequel on transporte normalement au plan de symétrie, du point A au point B, à la distance l, un corps pesant le poids p (fig. 56). La suppression de p en A et son addition en B, constituent un couple transversal dont le bras de levier est $pl \cos \theta$; ce couple est un couple de redressement si le poids a été pris sous le vent et transporté au vent, et un couple de chavirement au cas contraire. Si on compose ce couple avec le couple de stabilité, on a pour moment total agissant sur le bateau :

$$M = PGh \pm pl \cos \theta = P(Gh \pm \frac{p}{P} l \cos \theta)$$

La grandeur de l'augmentation (ou de la diminution), du moment de stabilité étant proportionnelle au cosinus de l'angle d'inclinaison, le transfert horizontal aura une influence d'autant moindre que le bateau sera plus incliné, et à la limite, cette influence s'annulera quand le bateau viendra à plat sur l'eau.

Traçons pour un bateau donné la courbe des bras de levier de redressement (fig. 57, courbe n° 1), et sur les

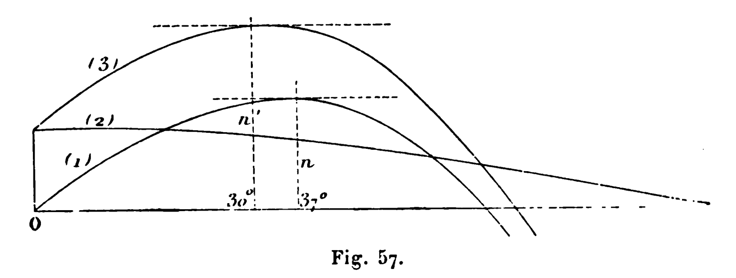


Fig. 57.

mêmes abscisses construisons la cosinusoïde (courbe n° 2) $\frac{p}{P} l \cos \theta$ dont les ordonnées représentent la grandeur, pour les diverses bandes, du bras de levier du couple ré-

sultant du transfert de poids. Pour obtenir la courbe du bras de levier total après transfert de poids :

$$b = Gh + \frac{pl}{P} \cos \theta$$

il nous suffira d'ajouter, pour chaque abscisse, les ordonnées des deux courbes. Nous obtiendrons ainsi la courbe 3.

Mais, si nous nous contentions d'opérer de cette façon d'un seul côté de l'origine O de la courbe 1, nous n'aurions pas les éléments nécessaires pour pousser à fond notre étude. En effet, jusqu'à présent, ne raisonnant que pour des bateaux symétriques de formes et ayant leur centre de gravité sur le plan de symétrie, nous pouvions n'étudier les variations des bras de levier de redressement que pour les inclinaisons d'un seul bord, sûrs de retrouver au bord opposé une courbe symétrique. Mais le déplacement du poids p a introduit une asymétrie dans le système, et il faut impérieusement construire la courbe pour toutes les inclinaisons d'un bord et de l'autre (fig. 58). Si nous convenons de porter au-dessus de l'axe des abscisses les ordonnées figuratives des couples qui tendent à faire tourner le bateau vers babord, il faudra porter au-dessous du même axe les ordonnées des couples qui tendent à le faire tourner sur tribord. Nous obtiendrons la courbe complète des bras de levier Gh en reproduisant symétriquement par rapport au point origine O la branche déjà tracée de la courbe (1).

Par contre, si nous avons admis tout d'abord, pour fixer les idées, que le transfert de poids opéré tendait à faire tourner le bateau à babord, le bras de levier du couple résultant de ce transfert sera toujours positif, quel que soit le sens de l'inclinaison du bateau, et pour obtenir la courbe complète du bras de levier $\frac{pl}{P} \cos \theta$, il

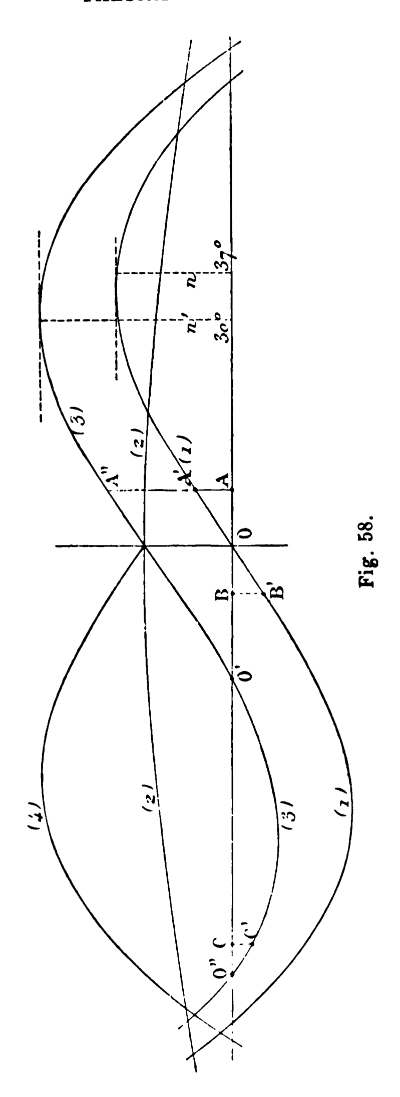


Fig. 58.

udra reproduire la branche déjà tracée de la courbe non lus symétriquement au point O, mais bien symétriquement à l'axe OY.

Enfin la courbe des bras de levier totalisés *b* s'obtiendra n complétant la branche déjà tracée de la courbe par une conde branche dont chaque ordonnée est la différence ntre les ordonnées des courbes (1) et (2) portée dans le ême sens que la plus grande des deux ordonnées.

On voit que la courbe complète n° 3 coupe l'axe des X en n point O′ correspondant à la bande pour laquelle les ordonnées des courbes (1) et (2) sont égales. Soit α cette bande. La bande α sera celle que le bateau prendra s'il n'est umis à aucune force extérieure. Si l'action du vent ou ute autre cause tend à incliner le bateau vers l'un des ux bords, le bateau s'arrêtera dans sa bande à l'angle our lequel le produit du déplacement P par l'ordonnée de courbe (3) sera égal au moment de la force qui s'exerce r lui.

Le diagramme que nous venons de tracer montre tout abord que, chose évidente, l'amélioration de stabilité un bord est obtenue aux dépens d'une diminution de abilité du bord opposé, si toutefois l'on admet que l'objet déplacé ne change point de place quand le sens de la nde lui-même change.

Il est certain que si on a déplacé un objet pesant (ou us simplement les hommes d'équipage) pour accroître stabilité à la bande, c'est avec l'intention d'opérer un placement symétrique quand le bateau change d'amures. supposant ce déplacement fait en temps opportun, te asymétrie disparaît, et la courbe totalisée s'obtiendra prenant pour deuxième branche de la courbe la courbe symétrique de la branche de droite de la courbe (3) par port au point O).

En ce cas, il y aura amélioration certaine de la stabilité

à toutes les allures, mais ce serait gravement se tromper que de croire avoir obtenu de la sorte amélioration certaine de la sûreté du bateau.

En effet, en premier lieu, la courbe (3), obtenue en totalisant la courbe (1) avec la courbe (2) dont le maximum est sur l'axe des y, aura elle-même forcément son maximum plus près de l'axe des y que la courbe (1). Sur la figure, nous avons supposé que le maximum de la courbe (1) était à environ 37° d'inclinaison. On voit que la courbe (3) n'a guère le sien que pour une bande de 30°. Soient n et n' les ordonnées respectives de ces courbes à ces bandes. Sans doute n' est plus grand que n, et par suite on peut, après transfert de poids, subir un moment inclinant et un effet propulseur plus intense à 30° que celui qu'on subissait au préalable à la bande de 37°. Mais en revanche, alors que avant le transfert de poids, on naviguait relativement en sûreté à la bande de 30°, on est, ainsi qu'il résulte des considérations émises au chapitre III, en danger imminent de chavirer si on laisse le bateau s'incliner à cette bande une fois le poids p porté au vent de la distance l. Le danger sera d'autant plus réel que la bande qui devient bande de chavirement était, en temps ordinaire, une bande très normale : « nous naviguions, dira, s'il s'en réchappe, l'équipage du bateau chaviré, à une bande qui n'avait rien d'excessif, et que le bateau a donné bien des fois sans chavirer ; nous ne faisions nulle imprudence, *l'équipage était même tout entier au vent*. Nous ne comprenons pas comment le chavirement a pu se produire. »

Et l'on imaginera quelque phénomène anormal, risée de montagne, saute de vent, etc., pour expliquer un accident qui, comme on vient de le voir, a son explication toute naturelle dans ceci que, si le transfert au vent de poids mobiles, et en particulier de l'équipage, améliore à

toutes inclinaisons le moment de redressement, il rapproche de la verticale la bande pour laquelle son bras de levier atteint son maximum.

D'autre part, envisageons le cas où un bateau incliné sous l'effort d'une brise constante, à la bande constante θ, figurée sur l'axe des x par le point A, entre dans une région abriée, et cesse brusquement d'être soumis à aucun moment inclinant. Sous l'effet du couple de redressement par lequel il est sollicité, il se redresse.

Mais ainsi que nous l'avons fait ressortir dans nos premiers chapitres, il dépasse la flottaison droite même si, tous les poids étant en place à bord, cette flottaison droite est la flottaison d'équilibre pour le bateau non soumis à des forces extérieures, et vient à la bande en sens opposé.

Il va un peu moins loin à la bande dans ce sens qu'à l'angle θ, il se redresse à nouveau, retourne à la flottaison droite, la dépasse encore, et, en un mot, ne s'arrête qu'après avoir subi un certain nombre d'oscillations autour de sa flottaison d'équilibre.

Ceci résulte de ce fait que pendant son redressement il emmagasine une force vive égale au travail qu'il reçoit de son couple de redressement, travail précisément exprimé, ainsi que nous l'avons fait ressortir au chapitre X, par l'aire de la courbe (1), comprise entre la courbe, l'axe et l'ordonnée AA'. Il ne s'arrêtera dans sa première oscillation qu'après avoir fait absorber cette force vive partie par la résistance de la coque dans l'eau et de la voilure dans l'air, partie par le travail de son couple de redressement en sens opposé, travail exprimé par l'aire de la région OBB' de la courbe (1). Un phénomène du même ordre se reproduit en sens inverse, et alternativement dans les deux sens jusqu'à ce que toute l'énergie emmagasinée ait été absorbée par la résistance de la coque et de la voilure.

En conséquence, si l'on envisage le point B, représenta-

tif de la bande à contre-bord que le bateau atteindra en premier lieu après s'être redressé, on doit conclure qu'il est tel que l'aire OBB′ soit plus petite sans doute que l'aire OAA′, mais en somme du même ordre de grandeur.

Ceci posé, envisageons ce qui se passera dans le cas où le transfert du poids p ayant été opéré, le bateau navigue encore à la bande A, et entre brusquement dans une région abritée.

Ce sera maintenant de la courbe (3) que les ordonnées représenteront le moment de redressement, et l'aire, le travail fourni par le couple de redressement. La force vive emmagasinée par le bateau jusqu'à ce qu'il ne soit plus soumis à un couple tendant à le faire tourner sur babord est représentée par l'aire O′AA″. Et le bateau continuera son mouvement (si le poids p' n'est pas changé de place) jusqu'à ce qu'il ait atteint une bande C pour laquelle l'aire D′CC′ soit voisine de l'aire O′AA″. Or on voit que, d'une part, l'aire O′AA″ est beaucoup plus grande que OAA′ ; de l'autre, que l'aire totale comprise entre l'axe des X et la courbe depuis son origine jusqu'à son intersection à gauche avec l'axe est beaucoup plus petite pour la courbe (3) que pour la courbe (1).

Il peut donc parfaitement arriver que dans le cas qui nous occupe, cette aire soit plus petite notablement que l'aire O′AA″. Alors le bateau atteindra l'angle O″ pour lequel s'annule le moment de redressement à tribord, et par suite il continuera son mouvement d'inclinaison à babord, en un mot, il *chavirera au vent* (*Voilure, Navigation et Manœuvre du Yacht*, chapitre XXIX).

Le chavirement au vent des petites embarcations dans les circonstances qui viennent d'être décrites étant assez fréquent, quand il se produit, yachtsmen et pêcheurs veulent bien reconnaître qu'il est simplement imputable à la maladresse de ceux qui en sont victimes, et non à quelque anomalie atmosphérique. Mais la plupart d'entre eux s'i-

maginent que sa cause est simplement l'effet quasi statique de la charge trop grande de l'équipage sur un bord. Ils se croiraient à l'abri d'un pareil accident sur un bateau donné s'ils avaient, au mouillage, vérifié qu'en portant tout l'équipage d'un bord, le bateau ne chavire pas. On voit à quel point cette sécurité serait trompeuse, puisqu'il s'agit là non pas d'un effet statique, mais bien d'un effet dynamique, dans lequel tout semble disposé pour faciliter le chavirement.

Pour nous résumer, nous dirons que le transport *au vent* de poids relativement considérables, tels que l'équipage sur un très petit bateau ou du lest sur un moyen bateau accroît la stabilité, *considérée en tant que force motrice*, d'une façon fort sérieuse, permet de porter plus de toile et de faire plus de vitesse. Par contre, il fait décroître dans de très grandes proportions la *sûreté* de la stabilité, et d'autant plus qu'il donne une sécurité illusoire. Il expose à chavirer d'une façon absolument imprévue sous le vent et même au vent.

Nous ne conseillerons donc qu'aux bons manœuvriers d'y avoir recours, en connaissance de cause et en sachant bien les dangers qu'il occasionne, à côté des bénéfices qu'il procure.

Nous dissuaderons les débutants de se laisser trop aller à user de ce moyen facile, et plus rassurant en apparence qu'en réalité de redresser un bateau dont la bande semble devenir inquiétante. Enfin les architectes navals qui auraient l'occasion de dessiner un bateau de course destiné à chercher sa stabilité dans une manœuvre de cette nature, feront bien de se rappeler que pour un bateau de l'espèce, autant la courbe classique des bras de levier du couple de redressement cesse d'être intéressante, autant il importe d'établir la courbe totalisée en tenant compte de la cosinusoïde du poids en abord, et d'étudier à fond dans ses deux branches cette courbe totalisée.

CHAPITRE XIV

INFLUENCE SUR LA STABILITÉ DU LEST MOBILE ET DU LEST LIQUIDE

Lest mobile. — Quand des objets pesants sont mal fixés à bord, et que le bateau vient à s'incliner, ces objets tendent à glisser ou à rouler sous le vent. Si ceci se passe sur un petit bateau, et que les objets en question soient d'un poids relativement considérable par rapport au déplacement, le chavirement est la conséquence presque obligatoire de ce transfert automatique de poids.

Des accidents de cette nature arrivent de temps à autre pour de petites embarcations maladroitement lestées de galets, ou de tous autres objets ronds et polis. On n'a pas oublié que c'est dans un naufrage de cette nature qu'ont péri plusieurs membres de la famille de Victor Hugo. Ils naviguaient dans une embarcation lestée de boulets ronds : rien n'eût pu être mieux choisi pour amener fatalement le dénouement sinistre de leur promenade.

Cherchons à nous rendre compte méthodiquement de l'influence exercée sur la stabilité par un lest susceptible de se déplacer à la bande.

Soit A la position du lest dans l'axe et au point le plus bas du bateau (fig. 59).

Quand le bateau s'incline, le lest vient en B. Soit C la projection du point B sur le plan axial. D'après ce qui a été dit au précédent chapitre, le couple de chavirement dû

au transfert du lest de A en B est égal, si θ est l'angle de bande, et p le poids du lest à :

$$p(\mathrm{AC} \sin \theta + \mathrm{CB} \cos \theta).$$

Il y a en effet élèvement longitudinal du poids p de A en C, et transfert transversal du poids de C en B.

Sous l'effet de l'addition de ce couple inclinant au cou-

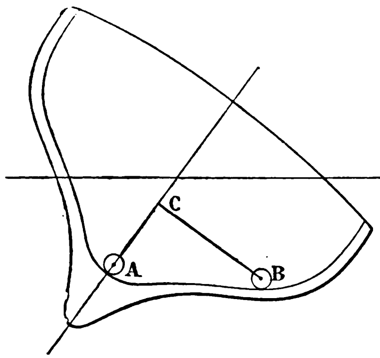


Fig. 59.

ple inclinant de la brise, le bateau tend à pencher davantage, et le lest continue à rouler, en continuant à s'élever dans le sens du plan axial et à s'écarter, sous le vent de ce plan, transversalement à lui.

Soit tracée (fig. 60) une des branches de la courbe des moments de redressement pour le bateau muni de son lest supposé d'abord fixe (courbe n° 1), et supposons maintenant tout ou partie du lest rendu mobile et traçons la courbe des moments inclinants :

$$p(\mathrm{AC} \sin \theta + \mathrm{CB} \cos \theta) \text{ (courbe 2).}$$

D'après la convention indiquée au précédent chapitre, cette courbe est toute entière au-dessous de l'axe des x.

En tout cas la courbe totalisée algébriquement du mo-

ment de redressement s'obtiendra en retranchant pour chaque abscisse les deux ordonnées. On voit que cette courbe (courbe 3) est infiniment plus désavantageuse à tous points de vue que la courbe (1) puisque, à toutes les inclinaisons, l'ordonnée est moindre, que le maximum de

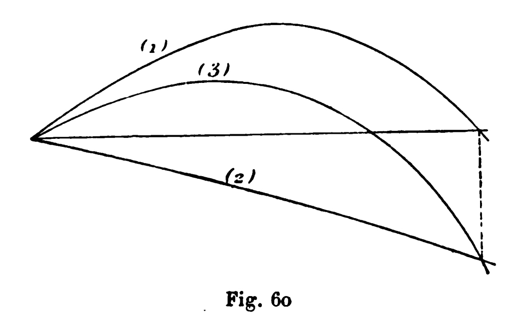


Fig. 60

la courbe et son point de rencontre avec l'axe des x sont beaucoup plus près de l'origine que dans la courbe 1, et enfin que l'aire de la courbe est aussi beaucoup réduite.

Il est inutile de s'appesantir davantage sur cette question parce que l'architecte naval n'a jamais à prévoir pour un projet de lest mobile, et que le yachtsman devra s'interdire de la façon la plus stricte d'en tolérer à bord, soit d'un yacht, soit même d'un youyou de yacht. C'est surtout à ce point de vue que nous lui recommandons d'être vigilant, car les très légers youyous sont presque tous *volages*, s'inclinent facilement d'un bord et de l'autre quand ils sont lèges ; aussi est-il souvent difficile d'empêcher les hommes d'équipage d'y mettre, pour remédier à ce défaut, du lest en gueuses ou en galets.

La stabilité obtenue de la sorte n'est qu'illusoire puisque, si par l'addition de poids elle est effectivement réalisée pour les petites inclinaisons, où le lest reste immobile au fond du bateau, elle disparaît pour laisser place à de

l'instabilité plus grande aux fortes inclinaisons qui sont les seules dangereuses.

Lest liquide. — On désigne en théorie du navire sous le nom de lest liquide toute masse liquide embarquée dans un bateau et logée dans un compartiment ou un récipient assez vaste pour que le liquide puisse s'y déplacer librement : bien entendu un récipient entièrement rempli de liquide constitue un lest ordinaire puisque le centre de gravité du liquide n'y cesse pas d'être le centre de volume du récipient.

Dans le cas du lest liquide au contraire, à mesure que le bateau s'incline, le centre de gravité du liquide se déplace, parce que la surface du liquide reste horizontale, et que le liquide varie de position dans le récipient. La figure 61

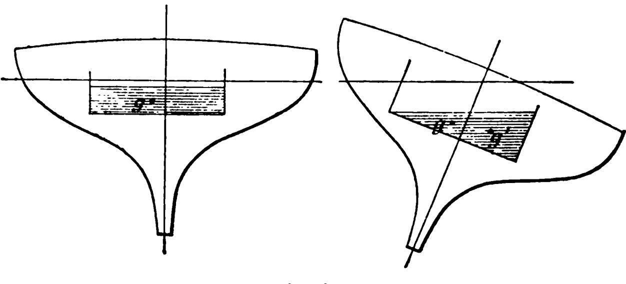


Fig. 61.

montre un bateau en flottaison droite logeant dans un récipient une masse de liquide dont le centre de gravité est en g. Dans la position inclinée du bateau, si g est l'*emplacement* qu'occupait en flottaison droite le centre de gravité du liquide, g' est la position réelle du nouveau centre de gravité. L'effet du lest liquide équivaut donc au transfert du poids de ce lest de g en g' ; ce trans-

fert opéré du côté sous le vent du bateau ne peut manquer de nuire à la stabilité.

Le lest liquide n'est pas à prévoir comme devant être embarqué normalement sur les yachts dont nous avons pris à tâche de parler : s'il en existe, soit à l'état d'eau potable, soit à l'état de réserve d'eau d'alimentation, à bord de grands yachts à voile ou à vapeur, nous renverrons pour l'étude de ce lest aux théories des navires existantes. Les petits ou moyens yachts à voiles qui sont les seuls dont nous parlions logent leur approvisionnement d'eau douce dans des barils, qui même à demi vides, n'ont pas, à cause de leur faible contenance, une influence appréciable sur la stabilité.

Pourtant de tels yachts sont exposés plus que d'autres navires à avoir à l'occasion de grandes masses d'eau à l'intérieur. Ils peuvent en effet, soit par défaut d'étanchéité, soit par suite de coups de mer, être partiellement remplis d'eau. Il importe donc d'étudier dans quelle mesure l'eau à bord peut être tolérée sans danger excessif. Si les yachtsmen qui font construire des yachts n'étaient pas parcimonieux à l'excès sur les honoraires de leur architecte naval, ils devraient demander à celui-ci d'étudier jusqu'à quel niveau d'eau dans la cale on peut continuer à naviguer sans préoccupations, et à quel moment il importe au contraire d'éviter de se laisser gagner davantage par l'eau, de peur de voir la stabilité devenir insuffisante.

Voici d'ailleurs les considérations sur lesquelles cet architecte naval pourrait se baser pour leur répondre.

Soit *mmm* le contour *intérieur* des formes d'un bateau dont le contour extérieur est *nnn* (fig. 62).

Soit F_0L_0 la flottaison droite du bateau en déplacement normal P. Soit enfin p le poids de la masse d'eau embarquée, qui, en flottaison droite a pour surface de niveau f_0l_0, et pour centre de gravité c_0.

Sous l'effet de l'addition de poids le bateau s'immerge, d'une tranche dont le centre de gravité est en d_0 et dont le déplacement est $\pi = p$.

Si le bateau s'incline, la surface du liquide vient en fl, parallèle à la flottaison FL, les centres de gravité de la masse liquide embarquée et de la nouvelle tranche immergée viennent respectivement en c et en d, et à cette bande, le bateau est soumis, en plus du couple des forces P et Π, appliquées au centre de gravité G et au centre de carène C, au couple des forces p et π, appliquées en c et en d.

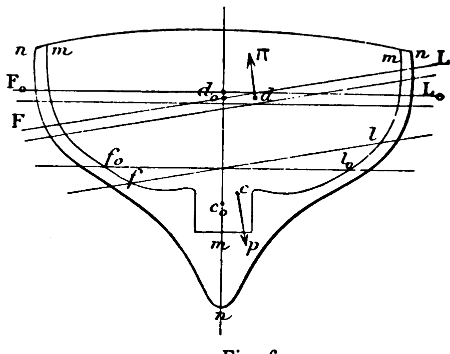


Fig. 62.

La méthode générale de recherche consistera donc à chercher les positions pour diverses bandes des points c et d, positions relatives d'où résultent le signe et la grandeur du moment du couple additionnel. On mettra ensuite en courbe le moment en question, et on totalisera algébriquement la courbe obtenue avec la courbe du moment ordinaire de redressement.

Si la courbe totalisée obtenue ne présente pas de symptômes inquiétants, on recommencera en supposant un peu plus d'eau embarquée à bord, et ainsi de suite, jusqu'à ce

qu'on ait déterminé le niveau pour lequel la courbe totalisée de stabilité cesse de présenter un caractère de sécurité suffisant.

Il va sans dire que de tels calculs seraient forcément longs et fastidieux. Aussi allons-nous indiquer une méthode graphique donnant rapidement des renseignements approximatifs utiles. Cette méthode consiste à n'envisager, comme nous l'avons déjà fait à plusieurs reprises, que le maître couple. De plus, nous admettrons que l'eau embarquée n'est pas en quantité telle qu'on doive cesser d'admettre que pour chaque inclinaison la verticale du centre de la tranche immergée, et celle du centre de gravité de la flottaison isocarène à F_oL_o puissent être prises l'une pour l'autre,

Enfin nous recourrons exclusivement à la méthode graphique des isoaires.

Nous avons déjà montré à tracer, pour l'étude du maître couple, la courbe enveloppe des normales aux flottaisons isoaires du bateau passant par les milieux de la longueur de chaque flottaison ou développée métacentrique différentielle du maître couple. Supposons cette courbe tracée [fig. 63 (courbe 1)].

Nous savons aussi obtenir la courbe des centres de gravité d'un couple. Or, le volume d'eau embarqué se déplaçant dans l'intérieur de la carène *mmm* a identiquement pour centre de gravité à chaque inclinaison le point qui serait le centre de la carène extérieure de même forme, à la flottaison isocarène de même inclinaison.

Nous saurons donc en tracer la courbe des centres de gravité, ce qui sera particulièrement vite fait puisque au lieu de nous occuper des isocarènes complètes nous n'envisageons que les isoaires du maître couple. En même temps que la courbe des centres de la carène intérieure

nous obtiendrons la développée métacentrique, que nous aurons soin de tracer (courbe 2). On voit que les courbes 1 et 2 nous permettent de connaître, pour une inclinaison quelconque, le bras de levier du couple additionnel en grandeur et en sens : il nous suffira, pour l'obtenir, de mener une tangente parallèle à cette inclinaison à chacune des deux courbes, et de relever la distance des tangentes. Si l'on peut mener aux deux courbes une tangente commune, en plus de l'axe, l'inclinaison de cette tangente commune sera l'inclinaison pour laquelle le moment du couple additionnel s'annule.

Il arrivera en effet vraisemblablement, dans beaucoup de

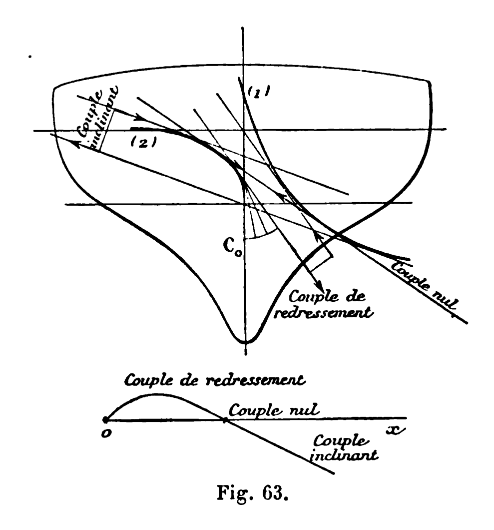


Fig. 63.

cas, que, l'eau embarquée étant logée très bas, la stabilité différentielle qui résultera de l'addition de son poids au déplacement normal l'emportera d'abord sur l'instabilité due à l'effet de lest liquide. Puis aux fortes bandes l'effet inverse se produira. La courbe des bras de levier du cou-

ple partira de l'origine au-dessus de l'axe des x pour atteindre un maximum positif, redescendre, couper l'axe, et passer ensuite définitivement au-dessous.

Nous avons montré à tracer d'autre part pour le maître couple proprement dit du bateau la courbe des centres de gravité, et celle des bras de levier de redressement. Il faudra tracer cette courbe. Mais avant de lui totaliser celle du couple additionnel, on n'oubliera pas de transformer les courbes de bras de levier en courbe de moments, en réduisant dans le rapport de l'aire du maître couple de la carène intérieure à celle du maître couple de la carène extérieure les longueurs graphiquement relevées pour les bras de levier du couple additionnel.

Avant d'abandonner la question du lest liquide, nous

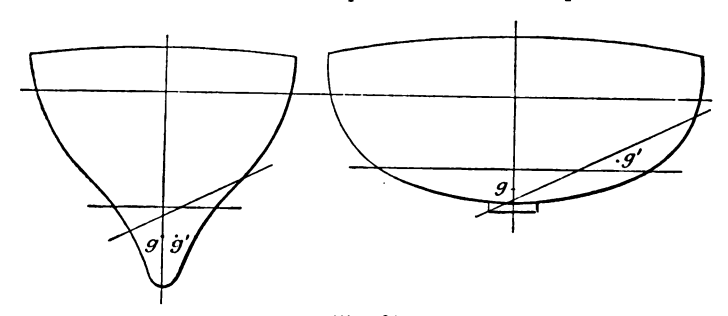


Fig. 64.

ferons remarquer que les bateaux à fond plat se verront particulièrement désavantagés s'ils embarquent de l'eau, puisque, *a priori*, cette eau s'étendra plus loin sous le vent, dès que le bateau viendra à la bande, que si les fonds étaient resserrés. C'est ce que font ressortir les schémas comparatifs de la figure 64, dans lesquels les points gg' indiquent pour l'un et l'autre des bateaux les positions des centres de gravité de l'eau embarquée en flottaison droite, et à une bande encore modérée.

CHAPITRE XV

STABILITÉ LONGITUDINALE

S'il est déjà à regretter que l'étude complète de la stabilité transversale des yachts soit trop souvent négligée, nous croyons pouvoir affirmer que l'examen méthodique de la stabilité longitudinale n'est abordé qu'à titre tout à fait exceptionnel pour les bateaux de plaisance.

La raison de cet insouci réside en ce fait que la stabilité longitudinale étant forcément beaucoup plus grande que la stabilité transversale, les navires, de formes rationnelles, même très petits, ne *chavirent* jamais longitudinalement. On n'est donc pas stimulé dans l'étude de cette stabilité maxima par la crainte du chavirement, qui peut obliger le cas échéant à se préoccuper de la stabilité minima transversale.

Pourtant, ainsi que nous l'avons fait ressortir au deuxième chapitre, le chavirement n'est pas seul à envisager en matière de stabilité d'un bateau à voile. C'est la grandeur du couple de redressement qui définit, pour une bande donnée, la grandeur du moment inclinant de la brise nécessaire pour amener le bateau à cette bande, et par suite la grandeur de la force motrice que le bateau peut emprunter au vent. Or de même qu'une inclinaison transversale excessive n'est pas acceptable et oblige à réduire la toile, de même un trop grand changement d'assiette ne peut être toléré : s'il se produit, l'équipage réduira la voilure, car il constatera expérimentalement qu'il ne

lui sert de rien, au point de vue du gain de vitesse, de forcer de toile. Ceci prouve bien que l'insuffisance de la stabilité longitudinale est par elle-même une cause de limitation de la vitesse réalisable au moins à certaines allures. Il y a donc tout avantage à augmenter, autant que faire se peut sans nuire aux autres qualités du bateau, la stabilité dans le sens de la longueur.

La plupart des considérations émises en les précédents chapitres trouveraient matière à être reproduites dans l'étude de cette stabilité, ce qui permettra d'en réduire notablement le développement.

Stabilité longitudinale initiale. — Quand le bateau (fig. 65) s'incline dans le sens de la longueur, son centre

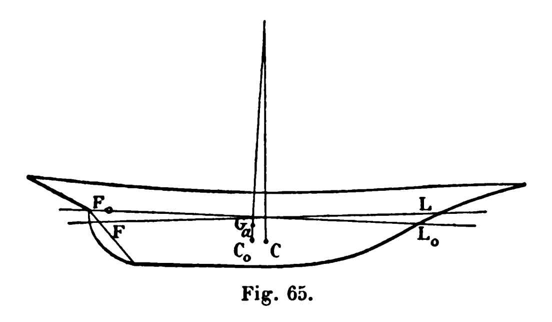


Fig. 65.

de carène se déplace dans le plan axial de symétrie. Le produit du poids du bateau P par la distance entre les nouvelles verticales passant par le centre de gravité et par le nouveau centre de carène constitue le moment du couple de redressement longitudinal et cette distance est le bras de levier du couple.

A l'origine, et pour les faibles inclinaisons, le bras de levier du couple est égal au produit de l'angle de changement d'assiette θ (ou plus exactement du sinus de cet

angle) par le rayon métacentrique longitudinal R diminué ou augmenté suivant le cas du terme a. On sait d'ailleurs que ce rayon est égal lui-même au quotient du moment d'inertie de la flottaison J par rapport à un axe transversal passant par son centre de gravité, par le volume immergé V. Pour les grands navires, la grandeur de la distance du centre de gravité au centre de carène en flottaison droite a est toujours très faible par rapport à R. On peut donc pratiquement négliger complètement le terme a pour l'étude de tous les changements d'assiette de faible amplitude.

Le bras de levier de redressement sera alors considéré comme égal à $R\theta$ et le moment du couple sera égal à $PR\theta$. Si l'on se contente d'approximations et si l'on néglige la différence de densité entre l'eau de mer et l'eau douce, on a identiquement.

$$PR = J$$

Par suite, le moment de redressement pour les faibles changements d'assiette se mettra sous la forme simple

$$M = J\theta$$

Pour les yachts une telle simplification nous paraît déjà poussée un peu loin, parce que, dans les bateaux de faible déplacement, de flottaison fine, et de lest placé très bas, a cesse formellement d'être négligeable devant R. Tel bateau de trois tonneaux atteindra un a négatif de près d'un mètre pour un R ne dépassant pas quatre à cinq mètres. Négliger a, c'est omettre dans un tel bateau le cinquième ou le sixième du moment réel de redressement.

Mais, si nous nous bornons à rechercher les moyens de comparaison entre un modèle choisi, et un plan qu'on étudie en modifiant ce modèle, nous voyons qu'on retirera d'utiles renseignements de la comparaison des termes J dans l'un et dans l'autre bateau.

Aussi avons-nous eu soin d'indiquer au chapitre V de notre *Architecture et construction du yacht* une méthode de calcul du terme J, par les ordonnées longitudinales et d'indiquer dans les tableaux de calculs de déplacement et de stabilité qui figurent à la fin du même volume, la formule usuelle employée pour calculer le grand rayon métacentrique en se servant seulement des ordonnées transversales.

La valeur de J est fonction du cube des ordonnées longitudinales, et de la première puissance de l'équidistance de ces ordonnées. Par suite, entre deux flottaisons géométriquement semblables, J variera proportionnellement au cube de la longueur et à la première puissance de la largeur, pendant que I varie proportionnellement au cube de la largeur et à la première puissance de la longueur.

Mais, entre deux flottaisons de même longueur et de même largeur I ne peut pas beaucoup varier. si l'on modifie dans des limites acceptables le tracé de la flottaison. En effet, les modifications de tracé ne peuvent porter que sur les formes des régions extrêmes, lesquelles sont tout entières près de l'axe longitudinal. La variation de I résul-

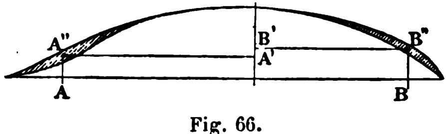


Fig. 66.

tant de l'addition ou du retranchement des parties couvertes de hachures sur la fig. 66 dépendra du produit de l'aire de ces deux éléments superficiels par le carré des ordonnées très petites AA'' BB'', et sera forcément faible.

Au contraire, s'il s'agit du moment d'inertie longitudinal, les mêmes éléments interviendront dans le calcul de J pour le produit de leur aire par le carré de leurs ordon-

nées longitudinales A′A″, B′B″ toutes deux voisines de la demi-longueur du bateau, et par suite très considérables.

La variation de J sera donc relativement très importante.

Ainsi, au cas où l'on chercherait à améliorer un type connu de bateau en affinant sa flottaison, on voit que si l'on peut négliger de se préoccuper de l'influence exercée par cette modification sur la stabilité transversale, il n'est pas permis de perdre de vue la diminution de stabilité longitudinale qui en sera la conséquence.

Mais comme la stabilité en question croît très vite quand on allonge proportionnellement les ordonnées longitudinales, on pourra aisément compenser la réduction du terme J par un faible allongement proportionnel du contour de la flottaison. D'où cette règle à laquelle il sera prudent de s'astreindre : Pour améliorer un type connu de bateau en affinant ses extrémités, il faut chercher l'affinement partie en amoindrissant l'angle d'attaque, partie en allongeant la flottaison.

Stabilité longitudinale inclinée. — La méthode graphique de construction de la courbe des centres de carène qui consiste à construire des flottaisons isoaires, à déterminer par interpolation les flottaisons isocarènes, à calculer les rayons de courbure et à tracer la courbe par petits arcs de cercles tangents entre eux consécutivement s'applique parfaitement au cas de la stabilité longitudinale sous des angles prononcés. Du reste, il suffit de pousser la courbe jusqu'aux centres de carène correspondant aux flottaisons pour lesquelles le pont entre dans l'eau, soit à l'avant, soit à l'arrière ; mais, comme le bateau n'est pas symétrique par rapport au plan transversal milieu, il faut construire distinctement les deux branches de la courbe correspondant aux inclinaisons longitudinales du bateau dans

l'un et l'autre de ces deux sens. En revanche, à cause de la symétrie du bateau par rapport au plan longitudinal axial, il suffira d'opérer les constructions et les relevés d'ordonnées longitudinales sur une seule moitié du bateau. On divisera la demi-largeur du bateau en un certain nombre de parties égales. Par les points de division on fera passer des sections longitudinales, et on opérera sur ces sections comme il a été dit plus haut qu'on devait opérer sur les couples.

Si au lieu de faire l'étude complète on cherche à se procurer des renseignements de comparaison approximatifs rapides, on choisira la première section en abord de l'axe, passant franchement dans la coque proprement dite, et non plus dans les plans minces des extrémités (fig. 67) ;

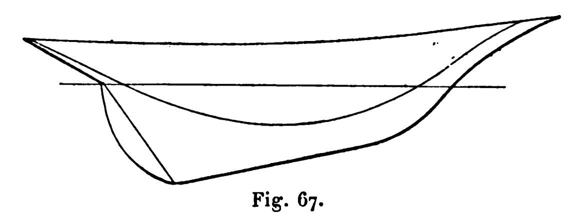


Fig. 67.

le profil suivant l'axe du bateau doit être écarté, parce que, donnant une section longitudinale dans ces plans minces, dont la forme influe peu sur la position réelle du centre de carène, il ne procurerait que des renseignements illusoires.

Formes de bonne stabilité au point de vue longitudinal. — Les raisonnements formulés au chapitre VII, peuvent s'appliquer au cas de la stabilité longitudinale. A égalité de déplacement, et dans la limite où les changements de formes opérés n'exercent pas une influence sérieuse sur la position du centre de gravité, on améliorera

la stabilité longitudinale à toutes les inclinaisons en transférant des fonds vers les hauts une fraction du volume de la carène, ou en ajoutant du volume aux œuvres mortes aux extrémités, dans le voisinage de la flottaison. Toutefois, pour que les raisonnements en question puissent s'appliquer sans changement, il faut que le transfert ou l'addition d'éléments de volume soient opérés simultanément, et d'une façon sensiblement symétrique aux deux extrémités.

Or, tandis que ces transferts ou additions étaient forcément des transformations symétriques des formes du bateau dans le sens transversal, elles conduiront souvent à des changements de formes asymétriques dans le sens de la longueur. Il convient donc d'examiner à part le cas des modifications non symétriques.

Supposons (fig. 68) transporté de A vers le milieu et

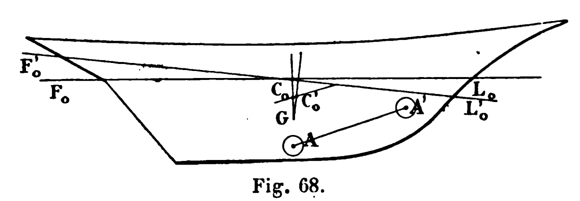


Fig. 68.

dans les fonds, en A′, vers une extrémité et dans les hauts un élément de volume v, dans une carène dont le volume total est V. Il se produit un transfert du centre de carène en flottaison droite C_0 en un point C'_0 tel que

$$C_0C'_0 = \frac{v}{V} AA',$$

et que $C_0C'_0$ soit parallèle à AA′.

Supposons d'abord qu'on ne change pas la position en longueur du centre de gravité. La flottaison F_0L_0 cessera d'être flottaison droite. Tous les centres de carène étant trans-

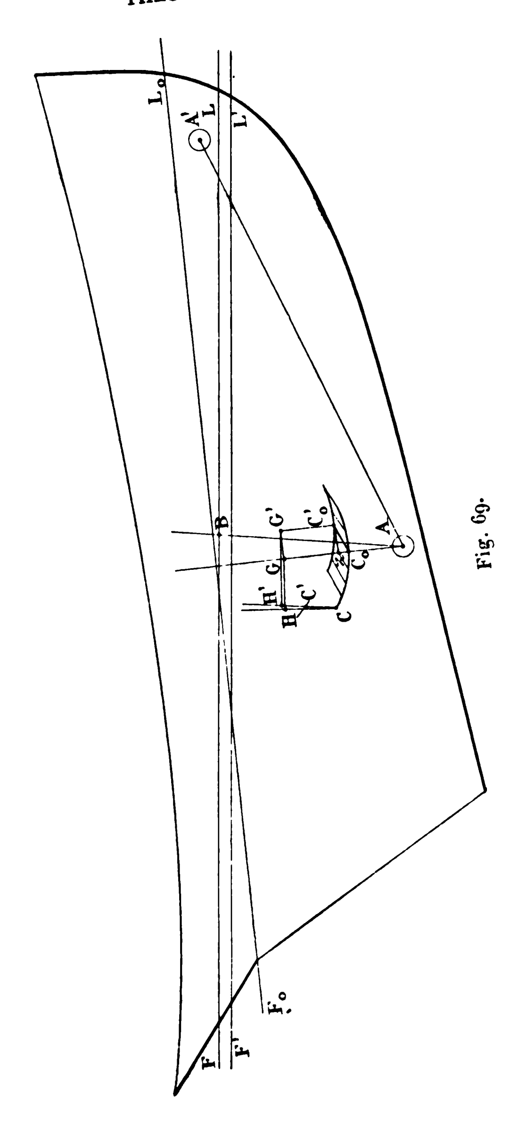


Fig. 69.

portés (du moins tant que A′ n'émerge pas) dans une direction parallèle à AA′, et à une distance égale à $C_0C'_0$, c'est l'intersection de cette nouvelle courbe de centres de carènes obtenue par transfert parallèle des points de la précédente, avec la normale à la courbe passant par le centre de gravité qui nous donnera l'inclinaison de l'ancienne flottaison inclinée qui devient maintenant flottaison droite.

Le bateau changeant ainsi radicalement d'assiette cesse d'être comparable à titre général avec le précédent bateau, et justifierait, si l'on voulait en examiner la stabilité longitudinale, une étude spéciale en chaque cas.

Supposons donc (fig. 69) que l'on déplace le centre de gravité dans le sens de la longueur de façon à conserver la même assiette malgré le transfert de volume.

La nouvelle courbe des centres de carène étant, comme il vient d'être dit, pour toutes les flottaisons qui ne font pas émerger A′, identique à la précédente, transférée parallèlement à elle-même dans la direction AA′ d'une longueur $\frac{v}{V}$ AA′, la nouvelle position en longueur du centre de gravité pour laquelle il n'y aura pas changement d'assiette sera celle dont la verticale passera par le point C'_0 de cette nouvelle courbe provenant du transfert du centre de carène initial C_0. Si l'on admet que le centre de gravité ait été déplacé par un transport horizontal de poids, ce qui est le cas le plus général, il résultera de cet ensemble de transfèrements une diminution algébrique a, égale à la projection de $C_0C'_0$ sur la verticale ; soit α l'angle de la droite AA′ avec la verticale on aura d'une part

$$GG' = AA' \sin \alpha \times \frac{v}{V}$$

et de l'autre

$$GC_0 - G'C'_0 = a - a' = AA' \cos \alpha \frac{v}{V}.$$

L'augmentation du bras de levier de redressement, pour une inclinaison quelconque θ telle que A′ n'émerge pas, sera

$$(a - a') \sin \theta = AA' \cos \alpha \frac{v}{V} \sin \theta.$$

Cette augmentation sera relativement faible, puisque AA′ cos α est forcément inférieur au tirant d'eau du bateau, lequel est toujours petit par rapport à $R - a$.

Si maintenant nous envisageons une inclinaison pour laquelle A′ émerge, la flottaison du bateau avant transfert de volume ne restera pas isocarène, une fois ce transfert opéré, et une tranche de déplacement v comprise entre FL et F′L′ devra s'immerger pour rétablir l'isocarénisme détruit. Le transfert d'élément de volume se trouvera de la sorte opéré du point A au centre de gravité B de la tranche immergée, toujours voisin du milieu du bateau.

Le centre C′ de la nouvelle carène sera tel que CC′ soit parallèle à AB et égal à $\frac{v}{V}$ AB. AB étant très peu incliné sur l'axe, la nouvelle verticale passant par C′ pourra être confondue avec celle qui passait par C, et le bras de levier G′H′ croîtra par rapport au bras de levier correspondant à la même inclinaison de la carène avant transformation d'une quantité sensiblement égale à GG′ cos θ, ou

$$AA' \sin \alpha \cos \theta.$$

Mais AA′ sin α étant du même ordre de grandeur que la demi-longueur du bateau, il pourra se produire une augmentation très appréciable du couple de redressement, alors que l'augmentation obtenue pour les flottaisons n'émergeant pas A′ n'était que très faible.

Supposons maintenant qu'on ajoute un volume v au

bateau au-dessus de la flottaison. Pour toutes les flottaisons où il n'immergera pas, rien ne changera à la stabilité longitudinale. Mais par contre, dès qu'il s'immergera, il obligera le bateau à s'émerger tout entier pour conserver son isocarénisme, d'une tranche de volume égal à v. Il résultera de la poussée de l'immersion v à l'extrémité et de l'émersion, analogue à l'addition d'un poids égal à v appliqué au centre de la tranche émergée, un couple qui sera très énergique, puisqu'il aura pour bras de levier à peu près la demi-longueur du bateau.

Ainsi, pour améliorer la stabilité longitudinale, à tous les angles d'inclinaison, il faut accumuler le volume aux extrémités de la flottaison.

Un transfert de volume depuis les fonds vers le milieu jusque vers une extrémité dans les hauts laissera, si l'on fait en sorte de conserver l'assiette constante, à peu près sans changement la stabilité longitudinale tant que l'élément de volume changé de place restera sous l'eau, mais la fera croître notablement dès qu'il émergera.

Une addition de volume à une extrémité fera croître la stabilité dès que le volume ajouté immergera.

Enfin, et bien entendu, on n'obtiendra amélioration de stabilité que pour les inclinaisons du bateau dans le sens dans lequel le transfert ou l'addition de volume auront été opérées.

Pour améliorer la stabilité longitudinale dans les deux sens, il faut opérer de l'une ou de l'autre façon à chacune des extrémités.

Influence des transferts de poids à bord. — L'influence des transferts de poids dans le sens longitudinal sur l'assiette du bateau peut être très considérable relativement, à cause de l'étendue dans laquelle le transfert est possible.

Il est utile de connaître le moment nécessaire pour faire

tomber un bateau d'un angle donné sur l'une ou l'autre de ses extrémités. Tant que le changement d'assiette requis n'est pas très grand, on peut se servir d'une formule simplifiée, usitée pour les navires, et que nous allons faire connaître.

Soit p un poids mobile et d une distance horizontale qu'on lui fait parcourir à bord. L'enlèvement du poids p en A et son addition en B équivaut à l'application d'un couple inclinant de moment $p\ d$ (fig. 70). Le bateau pren-

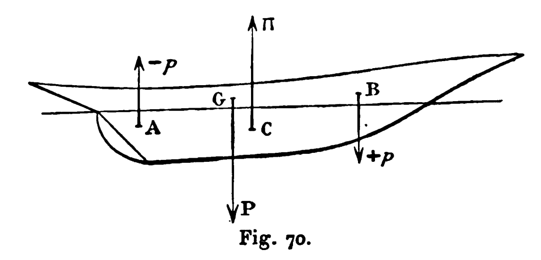


Fig. 70.

dra une position nouvelle d'équilibre pour un angle θ tel que

$$P\,(R - a)\,\theta = p\,d.$$

Posons :

$$\theta = 1^{\circ} \text{ et } pd = m$$

on aura :

$$m = \frac{2\pi}{360}\,P\,(R - a)$$
$$= 0{,}017\,P\,(R - a)$$

m peut être calculé une fois pour toutes. S'il s'agit de faire tomber le bateau de n degrés dans un sens ou dans l'autre, en transportant un poids donné a sur une longueur à déterminer x, ou en transportant un poids à déterminer y d'une longueur connue b, on calculera x ou y en rem-

plaçant les lettres par leurs valeurs numériques dans les expressions :

$$x = \frac{n\,m}{a}$$

$$y = \frac{n\,m}{b}$$

Si le changement d'assiette qu'on veut obtenir est très considérable, il faudra cesser, pour les yachts, de se contenter de procéder comme il vient d'être dit. Voici comment on devra s'y prendre. On construira la courbe des

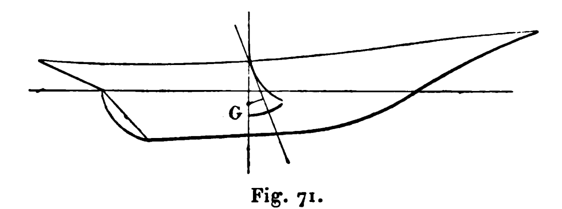


Fig. 71.

centres de carènes et sa développée métacentrique pour les inclinaisons longitudinales (fig. 71). On mènera à cette développée une tangente faisant avec la verticale initiale un angle égal à celui du changement d'assiette prévu. Le produit du poids total du bateau par la longueur de la perpendiculaire abaissé du centre de gravité sur la tangente en question donnera la grandeur du moment à réaliser par transfert de poids à bord pour obtenir ce changement d'assiette.

Deuxième Partie

PROPULSION

CHAPITRE XVI

VENT VRAI ET VENT APPARENT

ınt d'entreprendre l'étude des trois composantes F_1,
F_3 de l'action du vent sur la voilure, il convient d'é-
dans son ensemble la nature même de cette action.
:tion totale F du vent sur la voilure dépend évidem-
de la vitesse et de la direction des molécules atmos-
[ues par rapport à la voilure. Or si cette vitesse et
ion sont celles du vent lui-même, quand le bateau
mobile, ou animé d'une vitesse négligeable, il n'en
ıs de même dès que le bateau est en marche. Nous
fait ressortir au chapitre XIII de notre ouvrage *Voi-
ıavigation et manœuvre du Yacht* que la vitesse du
ı se compose avec la vitesse du vent, comptée dans le
u *lit* du *vent vrai* pour donner la vitesse et le *lit* du
pparent. C'est suivant la vitesse, la direction et le *sens*
t apparent que les molécules d'air frappent la surface
ɔilure et de la coque. C'est en un mot à l'action du vent
:nt et non à celle du vent vrai qu'est soumis le ba-

teau. Il importe donc de voir quelle est, d'après les allures la direction de ce vent.

Pour simplifier, admettons que, la brise restant constante, on fasse en sorte par des modifications convenables de la surface de voilure, que le bateau conserve la même vitesse à toutes les allures. Portons à partir d'un point origine O (fig. 72) une longueur OV égale à la vitesse du vent V *comptée dans le sens du lit du vent*, et du point O comme

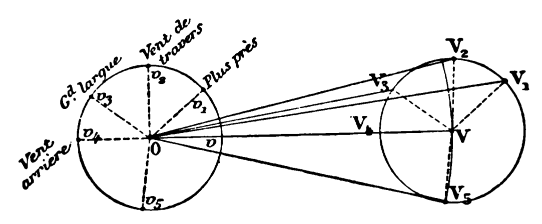


Fig. 72.

centre avec un rayon Ov égal à la vitesse du bateau, décrivons une circonférence (au lieu d'une circonférence, nous aurions à tracer, si nous cherchions à nous rapprocher davantage de la réalité, la courbe dont les rayons vecteurs représentent les vitesses aux diverses allures).

Les routes parcourues par le bateau pendant l'unité de temps au plus près, au vent de travers, au grand largue et au vent arrière seront respectivement $Ov_1, Ov_2, Ov_3 Ov_4$ Pour déterminer le lit du vent apparent correspondant à ces diverses allures, nous devrions composer successivement les longueurs Ov_1, Ov_2 etc. avec la longueur OV. Nous serons donc conduits à décrire du point V comme centre avec un rayon égal à Ov une circonférence dans laquelle nous mènerons des rayons $VV_1 VV_2 VV_3 VV_4$ parallèles à $Ov_1 Ov_2 Ov_3 Ov_4$. Le vent apparent sera donné en lit et en vitesse pour les quatre allures envisagées par les droites $VO_1 OV_2 OV_3 OV_4$.

Décrivons de O comme centre avec OV pour rayon un arc de circonférence qui coupe la circonférence de centre V en deux points tels que V_5. Si nous menons une parallèle Ov_5 à VV_5 nous aurons déterminé la route qu'il faut suivre pour que le vent apparent soit égal en vitesse au vent vrai. Cette allure est comprise entre le grand largue et le vent de travers. Pour toute allure plus près du vent, telle que Ov_1Ov , la vitesse du vent apparent est plus grande que celle du vent vrai, et inversement pour toute allure plus largue, telle que Ov_3Ov_4.

En particulier, pour l'allure du plein vent arrière Ov_4, le vent apparent, qui a le même lit que le vent vrai, n'a plus comme vitesse que la différence entre la vitesse du vent V et celle du bateau v, tandis que pour l'allure du plus près , supposée tenue à 45° du lit du vent, la vitesse du vent apparent est égale à $V + \frac{v}{\sqrt{2}}$

C'est ce qui explique comment il se fait que, malgré la moins bonne orientation des voiles, la vitesse au plus près puisse être du même ordre de grandeur que la vitesse au vent arrière.

Examinons maintenant, pour les diverses allures, l'orientation du vent apparent par rapport au bateau (fig. 73).

Soit XY la direction du vent ; OB la vitesse du vent V portée suivant le lit du vent ; $OA = v$ la vitesse du bateau ; soit $\widehat{BOA} = \alpha$ l'angle du vent et de l'axe du bateau, supposé confondu avec la route, ce qui revient à dire que nous négligeons la dérive. OC est la vitesse du vent apparent comptée dans le lit du vent apparent et $\widehat{AOC} = \beta$ est l'angle du bateau et du vent apparent. Abaissons de C sur OA la perpendiculaire CH. On a

$$HC = OH \operatorname{tg} \beta = (OA + AH) \operatorname{tg} \beta = AC \sin \alpha$$

$$AH = V \cos \alpha$$

$$HC = V \sin \alpha = (v + V \cos \alpha) \operatorname{tg} \beta$$

d'où

$$\mathrm{tg}\beta = \frac{V \sin\alpha}{v + V\cos\alpha} \qquad \frac{\mathrm{tg}\beta}{\mathrm{tg}\alpha} = \frac{1}{1 + \frac{v}{V\cos\alpha}}$$

Si le bateau est au plus près, on a sensiblement α
puisque la pratique montre qu'un bateau de plaisar

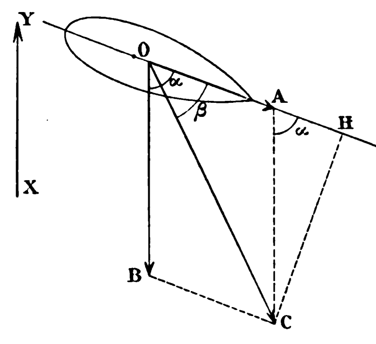


Fig. 73.

virant de bord vent devant, tourne sur lui-même er
d'un angle droit :

Alors :

$$\mathrm{tg}\alpha = 1$$

$$\cos\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

si bien que

$$\mathrm{tg}\beta = \frac{1}{1 + \frac{v\sqrt{2}}{V}} = \frac{V}{V + v\sqrt{2}}.$$

Mais d'autre part nous savons que la pratique i:
de ne pas dépasser en bordant la grand voile, un an
15° entre la direction de la voile et l'axe du bateau.]

évidemment, pour que le vent frappe le dedans de la voile, que le vent apparent fasse avec le bateau un angle au moins égal à l'angle d'orientation de la voile.

On peut donc établir les inégalités suivantes :

$$\beta \geqslant 15^\circ \qquad \operatorname{tg} 15^\circ \leqslant \frac{V}{V + v\sqrt{2}}$$

$$v \leqslant \frac{V(1 - \operatorname{tg} 15^\circ)}{\sqrt{2} \times \operatorname{tg} 15^\circ}$$

En faisant le calcul on trouverait environ :

$$v \leqslant 2V$$

Il va sans dire que cette limite est de beaucoup supérieure à celle qu'on atteint dans la pratique, mais ce calcul explique cependant que si, d'une part, le bateau étant toujours plus près du vent apparent que du vent vrai, il ne peut lofer indéfiniment, de l'autre, il peut encore garder le vent apparent dans ses voiles, même en faisant bon cap au plus près et jolie vitesse à cette allure.

Si le bateau est en plein vent de travers, on a :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{V}{v}$$

Ce qui est du reste évident à simple examen de la figure 74. Le vent apparent vient donc encore alors nettement de l'avant du travers, et d'autant plus de l'avant du travers que le bateau est plus rapide. Or tout vent ayant une composante suivant la direction de la route du bateau et en sens contraire de sa marche tend à exercer sur le fardage une action retardatrice.

Si donc, au cours d'une régate de petits bateaux, l'équipage se couche à plat pont, au plus près et au petit largue, pour éviter de donner prise au vent, il devra garder encore

tomber un bateau d'un angle donné sur l'une ou l'autre de ses extrémités. Tant que le changement d'assiette requis n'est pas très grand, on peut se servir d'une formule simplifiée, usitée pour les navires, et que nous allons faire connaître.

Soit p un poids mobile et d une distance horizontale qu'on lui fait parcourir à bord. L'enlèvement du poids p en A et son addition en B équivaut à l'application d'un couple inclinant de moment $p\ d$ (fig. 70). Le bateau pren-

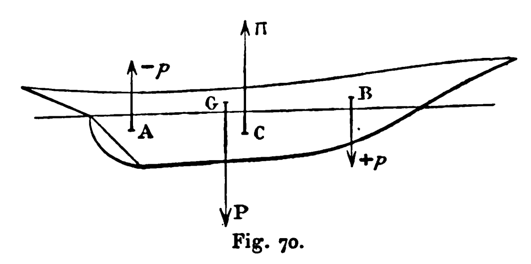


Fig. 70.

dra une position nouvelle d'équilibre pour un angle θ tel que

$$P\,(R - a)\,\theta = p\,d.$$

Posons :

$$\theta = 1^{\circ} \text{ et } pd = m$$

on aura :

$$m = \frac{2\pi}{360}\,P\,(R - a)$$

$$= 0{,}017\,P\,(R - a)$$

m peut être calculé une fois pour toutes. S'il s'agit de faire tomber le bateau de n degrés dans un sens ou dans l'autre, en transportant un poids donné a sur une longueur à déterminer x, ou en transportant un poids à déterminer y d'une longueur connue b, on calculera x ou y en rem-

plaçant les lettres par leurs valeurs numériques dans les expressions :

$$x = \frac{n\,m}{a}$$

$$y = \frac{n\,m}{b}$$

Si le changement d'assiette qu'on veut obtenir est très considérable, il faudra cesser, pour les yachts, de se contenter de procéder comme il vient d'être dit. Voici comment on devra s'y prendre. On construira la courbe des

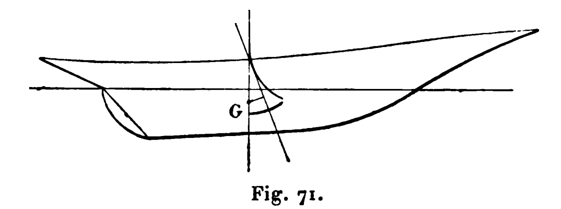


Fig. 71.

centres de carènes et sa développée métacentrique pour les inclinaisons longitudinales (fig. 71). On mènera à cette développée une tangente faisant avec la verticale initiale un angle égal à celui du changement d'assiette prévu. Le produit du poids total du bateau par la longueur de la perpendiculaire abaissé du centre de gravité sur la tangente en question donnera la grandeur du moment à réaliser par transfert de poids à bord pour obtenir ce changement d'assiette.

Deuxième Partie

PROPULSION

CHAPITRE XVI

VENT VRAI ET VENT APPARENT

Avant d'entreprendre l'étude des trois composantes F_1, F_2 et F_3 de l'action du vent sur la voilure, il convient d'étudier dans son ensemble la nature même de cette action.

L'action totale F du vent sur la voilure dépend évidemment de la vitesse et de la direction des molécules atmosphériques par rapport à la voilure. Or si cette vitesse et direction sont celles du vent lui-même, quand le bateau est immobile, ou animé d'une vitesse négligeable, il n'en est plus de même dès que le bateau est en marche. Nous avons fait ressortir au chapitre XIII de notre ouvrage *Voilure, navigation et manœuvre du Yacht* que la vitesse du bateau se compose avec la vitesse du vent, comptée dans le sens du *lit* du *vent vrai* pour donner la vitesse et le *lit* du *vent apparent*. C'est suivant la vitesse, la direction et le *sens* du vent apparent que les molécules d'air frappent la surface de la voilure et de la coque. C'est en un mot à l'action du vent apparent et non à celle du vent vrai qu'est soumis le ba-

pour but essentiel d'établir quelles sont les mesures à prendre pour qu'il y satisfasse), l'hypothèse en question peut être maintenue pour simplifier le raisonnement.

Au chapitre II, nous avons fait ressortir que le régime ne s'établit qu'à partir du moment où la force horizontale du vent F′ devient égale et de sens contraire à la réaction horizontale de l'eau Φ'. Ceci suppose que la brise vraie étant constante en grandeur et en direction, et le bateau ayant pris une vitesse devenue constante d'où résulte une réaction constante à la propulsion Φ', la brise apparente est elle-même alors constante en direction et en intensité; c'est à l'action de cette brise qu'est due la force horizontale de propulsion F′.

Influence de la bande. — Enfin, pour une direction et une intensité donnée du vent apparent, la bande du bateau modifie, suivant qu'elle est plus ou moins grande, l'angle suivant lequel le vent apparent rencontre la voile. Nous allons chercher à nous rendre compte de la grandeur, pour diverses inclinaisons du bateau, de l'angle que fait le vent avec les *horizontales* de la voile.

Pour cela, plaçons le bateau, dans le cas extrême de la route au plus près.

Supposons la voile bordée à 15° de l'axe et admettons que la vitesse du bateau soit telle que le vent apparent fasse un angle de 32° avec l'axe du bateau, c'est-à-dire de 17° avec la voile. Nous verrons au prochain chapitre que cette hypothèse n'est pas inacceptable.

Projetons le bateau, supposé vertical sur deux plans orthogonaux (fig. 77). Soit LT la ligne de terre, perpendiculaire à l'axe du bateau ; soit OA, AA′ les traces du plan de la voile sur les plans de projections, et OV O′V une parallèle à la direction du vent ; donnons-nous une droite perpendiculaire au plan vertical et passant par le point OO′,

ır axe du mouvement d'inclinaison. Pendant ce mou- ıeut, la trace verticale du plan de la voile, restera gente à une circonférence décrite du point O′ comme tre, avec un rayon égal à O′B′.

'our un angle de bande $B'O'B'_1$ (égal, pour fixer les es, à 33°) la trace verticale du plan de la voile sera B'_1A_1.

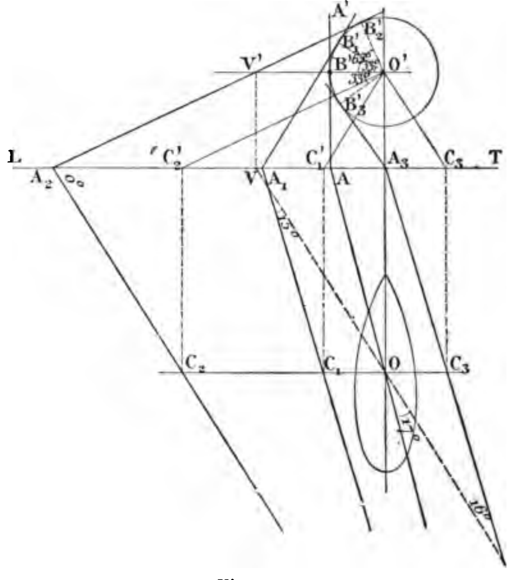


Fig. 77.

ır connaître la trace horizontale de la voile, il nous suf- de déterminer le point $C_1C'_1$, trace de la ligne de front plan passant par OO′, et de joindre C_1 à A_1. Si nous vons l'angle des droites OV et A_1C_1 nous voyons qu'il ıt plus que de 15°,

.insi l'angle considéré diminue quand le bateau s'in- e, mais tout d'abord il ne diminue que faiblement. Si

nous faisons la même construction dans le cas où le bateau s'incline *au vent* d'un angle de 33°, nous trouvons que la trace horizontale A_3C_3 fait encore avec OV un angle sensiblement de 16°

Mais, si du point V′ nous menons une tangente au cercle O′, et si nous prenons cette tangente comme trace verticale du plan de la voile, nous voyons, d'une part, que la direction de la brise OV, O′V′ est contenue dans le plan de la voile, qui est par suite elle-même *dans le lit du vent*; d'autre part, que cette situation correspond à un angle de 65°. Si donc le bateau s'inclinait au delà de 65° la voile recevrait le vent sur son dessus, serait masquée.

Dans la pratique du yachting, un angle de 33° représente déjà une forte bande : il résulte de l'épure que dans cette limite d'inclinaison, les variations de l'angle du vent apparent avec les horizontales des voiles sont de faible importance, et nous les passerons dorénavant sous silence.

Par contre, la diminution rapide de l'angle de la voile et du vent pour les grandes inclinaisons doit être considérée comme une circonstance favorable puisqu'il en résulte évidemment une diminution subséquente de l'intensité de l'effort inclinant, à mesure que le bateau s'incline. La tendance au chavirement statique s'en trouve d'autant réduite, et l'on n'a plus guère à s'inquiéter que du chavirement dynamique.

On remarquera d'ailleurs que plus le point V′ s'éloigne du point O′, plus grand sera l'angle B′O′B_2 et plus tardivement sera en conséquence atteinte la bande pour laquelle s'annule l'effort inclinant de la brise.

CHAPITRE XVII

GRANDEUR DE L'ACTION DU VENT SUR LES VOILES

La grandeur de la force exercée par un fluide en mouvement sur une surface qui s'oppose à son mouvement, ou inversement, est on ne peut plus difficile à évaluer, théoriquement ou empiriquement.

Des mathématiciens dont les découvertes en d'autres branches ont rendu le nom immortel, ont abordé ce problème et ne l'ont pas résolu. Ils n'ont pu en effet faire entrer dans leurs calculs les éléments trop multiples qui devraient en être les données, et ces calculs savants échafaudés sur des hypothèses trop simplifiées n'ont pas abouti à des résultats assez voisins de la réalité pour pouvoir être utilisés dans la pratique. Il est donc, dans l'état actuel de la science, impossible de calculer aussi bien l'effort de propulsion du vent sur les voiles que l'effort de résistance d'une carène dans l'eau. Cette regrettable lacune empêche les architectes navals de pouvoir être jamais affirmatifs sur les résultats à attendre de leurs conceptions, et permet aux amateurs de nier l'existence de la science nautique, et de se placer sur un pied d'égalité à ce point de vue avec les professionnels. Il semble pourtant que l'ensemble des connaissances acquises en matière de théorie du navire constitue un bagage non négligeable, et qu'il serait quelque peu puéril de contester toute supériorité relative dans l'espèce à ceux qui, par les nécessités mêmes de leur profession, possèdent et ont présent à l'esprit cet ensemble de

connaissances, par rapport à ceux qui n'en ont qu'une vague teinture.

Quoi qu'il en soit, dans le cas particulier actuel, l'architecte naval, pourra encore, à défaut d'évaluation absolue, se tirer d'affaire au moyen de comparaisons judicieuses entre un bateau connu pris pour point de départ, et un nouveau bateau à étudier. Il devra pour cela se servir de formules qui, malgré leur insuffisance, se rapprochent assez de la réalité pour rendre la comparaison possible.

La formule généralement admise, peur évaluer l'effort, soit d'entraînement d'un plan par un fluide, soit de résistance d'un plan entraîné dans un fluide, est la suivante :

$$F = Kv^2 \sin^2 \alpha S.$$

dans laquelle v est la vitesse relative du fluide et du plan, α l'angle formé par le plan et les filets fluides, S la surface du plan et K une constante qui dépend du fluide et de la nature de la surface du plan.

M. le capitaine de frégate Guyou, dans sa *Théorie du navire*, pour donner une idée des raisonnements à l'aide desquels on a établi la loi sur laquelle est fondée cette formule, reproduit le raisonnement de Bouguer (page 167) lequel est à peu près le suivant :

Lorsqu'un fluide vient rencontrer un plan, il est évident que chacune de ses molécules doit faire d'autant plus d'impression qu'elle le frappe plus perpendiculairement. L'effort élémentaire doit être exprimé par le sinus de l'angle de choc puisque le sinus représente la composante de la vitesse normale au plan. Mais en même temps, le nombre des molécules qui contribuent au choc est lui-même proportionnel au sinus du même angle. Ainsi ce sinus doit entrer à la deuxième puissance dans l'évaluation de l'impulsion.

D'autre part, plus le fluide se meut vite, plus l'impul-

de chaque molécule est grande, et en outre, plus l est le nombre de molécules qui surviennent en cha- nstant et contribuent à l'impulsion ; ainsi, la vitesse ıème doit entrer au carré, comme facteur de l'impul-

fin, l'impulsion totale est proportionnelle au nombre éments de surface qui subissent des impulsions élé- aires, c'est-à-dire à l'aire totale de la surface.

mme corollaire à ce raisonnement, on doit admettre citement que le centre d'impulsion se confond avec tre de gravité de la surface considérée.

ısi que le dit M. Guyou, ce raisonnement n'a rien de reux. Qui plus est, il ne satisfait nullement l'esprit, n'envisage que la composante normale du mouve- des molécules fluides, et passe sous silence la com- ıte parallèle à la surface. Or, tout en admettant que ttement entre un corps solide et un fluide est peu in- , on conçoit difficilement qu'une brise qui frappe une suivant un angle d'incidence très ouvert tende à er sur cette voile une force propulsive vers l'avant et ers l'arrière.

visageons en particulier le cas d'un yacht au plus (fig. 78). L'angle du vent vrai et de la route est de 45°, l'angle du vent apparent et de la route tombera, tout l fait, à 32°, si l'on suppose pour fixer les idées une e de brise de 7^m à la seconde et une vitesse du bateau à la seconde (environ 6 nœuds). D'autre part, la est au moins à 15 degrés sous le vent de l'axe du ba- En définitive, la voile fait avec le vent apparent un de 32° — 15° soit 17°.

ıremière vue, il semble étrange qu'un effort du vent, çant sous un angle de 17° puisse ne causer qu'une lsion normale ?

rai dire le fait de la propulsion par l'avant constatée

du bateau ne prouve pas que la force horizontale du ve
F′ soit normale à la voile. Il prouve seulement qu'elle e
telle que sa projection sur l'axe du bateau soit elle-mêm
dirigée de l'arrière à l'avant, autrement dit qu'elle fai
avec la normale à la voile, sur l'arrière de cette norma

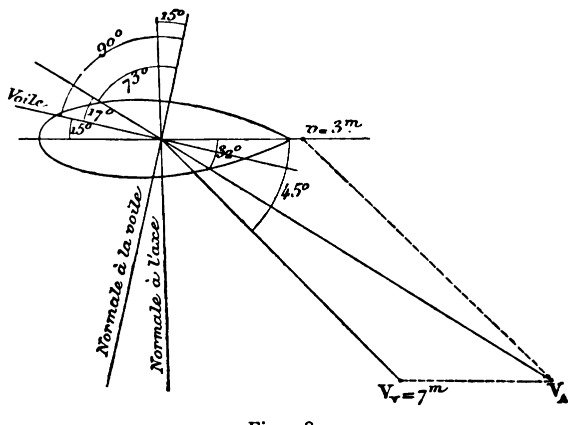


Fig. 78.

un angle moindre que celui de la voile et du bateau, c'est-à-dire un angle de moins de 15°. Mais encore on a peine à s'expliquer comment l'action du vent sous une incidence d'environ 73° puisse se traduire par une force dont l'angle avec la normale est moindre que 15°

Voici quelques explications plausibles, sinon assurées, de ce résultat d'expérience. Si le frottement de molécule à molécule n'est point négligeable entre un solide et un fluide, il devient extrêmement faible entre les molécules d'un même fluide. Or la surface de la voile, qui est une surface rugueuse, emprisonne une couche d'air immobile par rapport à elle, à cause même de l'effort relativement intense qu'il faudrait pour l'en décoller. Les autres molécules atmos-

phériques ne choquent donc plus la toile, mais bien la couche d'air qui la recouvre. Quelle que soit la grandeur de la composante de leur vitesse suivant la parallèle à la voile, elles glissent sur la couche d'air sans l'entraîner, et en n'exerçant sur elle qu'un effort longitudinal très faible. Au contraire l'effort exercé suivant la composante normale onserve toute son intensité. C'est donc une très faible parie de l'effort d'impulsion que la couche d'air transmet lans le sens de la largeur de la voile, tandis que rien n'est erdu de l'action exercée perpendiculairement à sa surace.

Pour se convaincre de ce fait que sur la surface d'un olide baignée d'un fluide en mouvement adhère toujours ne mince couche de fluide immobile, nous indiquerons 'expérience suivante. Si l'on fait couler une nappe d'eau e long d'une paroi verticale, et que dans cette nappe d'eau n projette des fragments de papier, on constate qu'ils dhèrent au point où ils sont tombés, et ne participent oint au mouvement de la nappe d'eau, malgré qu'ils oient sollicités dans le même sens par leur poids. La eule force qui puisse les maintenir ainsi immobiles est la orce d'adhérence moléculaire et il est donc à peu près vident qu'entre eux et la paroi existe une couche mince mmobile qui seule peut causer cette adhérence.

Nous laissons à l'ingéniosité de nos lecteurs le soin le concevoir en quelle sorte d'édifices publics on peut rouver à toute heure des nappes d'eau coulant le long de arois verticales, et reproduire sans aucun frais l'expéience que nous venons d'indiquer.

Indépendamment de l'action exercée par le choc des nolécules sur la force de la voile qu'elles heurtent, il nous emble qu'il faut aussi envisager ce qui se passe sur la ace opposée de la voile. Si l'air était immobile, les deux aces seraient soumises à la pression atmosphérique Q.

Mais de ce que la voile s'oppose au passage des molécules d'air, il semble qu'il se produira, quelle que soit son orientation, sur sa face opposée au vent, une dépression, un vide relatif, lequel exerce sur la voile une sorte de succion. Or la direction de cette succion ne semble pas devoir dépendre de la direction relative des filets fluides, car suivant toute évidence, la couche d'air dans laquelle se produit la dépression est infiniment mince, quelles que soient les directions relatives de la voile et du vent, à cause de la facilité d'afflux de l'air ambiant. Dans cette couche mince la pression atmosphérique n'est plus que Q—q, et comme sur l'autre face la pression normale Q subsiste, indépendamment du surcroît de pression due au choc, il en résulte un effort normal exercé sur la voile, égal à Q—(Q—q) soit q; q s'ajoute à l'effort normal du choc du vent sur la voile, sans être apparemment accompagné d'une nouvelle composante d'effort parallèle à la voile. La direction résultante de l'impulsion se trouve donc d'autant rapprochée de la normale à la voile.

Au reste, la théorie du choc elle-même ne conduit à admettre que l'effet des chocs moléculaires se traduit par une impulsion normale à la surface sur laquelle viennent choquer les molécules qu'à condition d'admettre préalablement que celles-ci rebondissent suivant un angle de réflexion égal à leur angle d'incidence; or il est, à première vue, évident que ce rebondissement symétrique par rapport à la normale ne peut exister, car chaque molécule gazeuse se trouve déviée de son mouvement naturel par les molécules voisines.

Qui plus est, la perturbation du mouvement moléculaire n'est pas constante suivant la largeur de la voile. Les filets atmosphériques qui heurtent la voile au voisinage de sa ralingue arrière n'ont à déranger, en rejaillissant, que les filets ne rencontrant pas la voile, et tendant par suite à suivre la direction générale du vent. Les filets qui frap-

pent la voile à la ralingue avant peuvent l'atteindre sans avoir à s'entrecroiser avec d'autres filets déjà déviés de leur route. De l'une à l'autre des ralingues, il y a choc entre les molécules d'air incidentes et les molécules rebondissantes, lesquelles sont plus ou moins reprises dans le courant général, mais avec une direction qui n'est ni celle du vent, ni la direction symétrique par rapport à la normale. Bref, il se produit des remous gazeux, dont la contexture échappant à toute analyse, varie vraisemblablement suivant la position du point envisagé de la surface vélique.

Ainsi, en ajoutant à une voile donnée une nouvelle laize, on troublera l'économie entière du système, et rien ne prouve que l'augmentation d'impulsion obtenue sera exactement proportionnelle à l'addition de surface réalisée.

Enfin, si l'impulsion élémentaire exercée sur chaque élément de surface de la voile n'est pas constante, il cesse d'être permis d'admettre, comme on l'eût fait au cas contraire, que le point d'application de l'impulsion résultante se confond avec le centre de gravité de la surface envisagée. Ceci est confirmé par l'expérience. Si en effet le centre de pression du vent était précisément le centre de gravité des voiles, les voiles carrées dont le centre de gravité est au milieu et par suite se trouve sur la charnière d'orientation de la voile devraient se trouver en équilibre indifférent de quelque façon qu'elles soient orientées. Or la pratique démontre qu'il n'en est rien : l'équilibre n'existe que si la voile est normale au vent. Si elle est brassée obliquement, elle fait effort pour changer de direction et ce sont toujours les bras au vent qui travaillent ; en un mot, le centre de pression se manifeste comme placé au vent du centre de gravité de la voile. C'est donc des filets gazeux qui rencontrent la voile vers sa ralingue avant que l'influence est prépondérante, et cela s'explique, parce que ces

filets frappent la voile, ainsi que nous venons de le dire, avec toute leur énergie. Les auteurs qui nous ont précédé expliquent ce fait d'expérience par des considérations basées sur la courbure de la voile. Sans contester le caractère judicieux de leurs raisonnements, nous ferons observer que si la courbure de la voile entrait seule en jeu dans la circonstance, les phénomènes observés ne devraient pas se retrouver sur des voiles planes et rigides, et se trouveraient très atténués sur les voiles de yacht, qui sont presque rigoureusement planes ; tel n'est pas le cas dans la pratique.

Nous avons en une série d'articles sur « la stabilité de route des navires à voiles et le balancement de la voilure », publiés il y a quelques années dans le journal *le Yacht*, songé à assimiler, pour la recherche du centre d'effort du vent sur les voiles, abstraction faite de la courbure de celles-ci, l'action du vent sur une voile à l'action, mieux étudiée expérimentalement, de l'eau sur le safran d'un gouvernail. Nous allons au prochain chapitre procéder à l'exposé de cette assimilation.

Nous nous contenterons néanmoins de l'expression $F = KSv^2 \sin^2\alpha$ pour évaluer l'action du vent sur une voile, malgré l'anomalie évidente qu'il y a à admettre cette formule basée sur l'hypothèse de l'égalité des impulsions élémentaires aux divers points de la voile, sans admettre en même temps que le point d'application de l'impulsion résultante coïncide avec le centre de gravité de cette voile. D'ailleurs nous n'aurons à employer la formule en question que bien rarement, et seulement pour faciliter les comparaisons entre un bateau connu et un bateau à étudier.

CHAPITRE XVIII

POINT D'APPLICATION DE L'ACTION DU VENT SUR LES VOILES OU CENTRE VÉLIQUE

Le centre d'application de l'action du vent sur les voiles, ou *centre vélique*, varie, avons-nous dit, avec l'orientation des voiles par rapport au vent. Pour connaître, en chaque cas particulier, la position de ce point, il faudrait connaître, pour chacune des voiles, la position du cendre individuel d'action du vent sur cette voile, et l'intensité de l'action individuelle. Le problème achèverait d'être résolu par simple composition mécanique de forces connues, appliquées en des points connus.

Si l'on se contente, pour l'évaluation des forces, de la formule :

$$F = KSv^2 \sin^2\alpha,$$

comme le produit $Kv^2 \sin^2\alpha$ est sensiblement le même pour toutes les voiles, puisqu'elles sont orientées d'une façon sensiblement parallèles, la force individuelle est pour chaque voile proportionnelle à sa surface S.

Remarquons d'ailleurs que ceci reste vrai quelles que soit la fonction d'α et la puissance de V qui interviendront dans l'évaluation de F.

La composition des forces pourra donc s'opérer, si l'on connaît les centres d'action, sans qu'il faille se préoccuper de la valeur absolue de la vitesse, de l'angle d'incidence et du facteur constant K.

Il serait facile d'étudier expérimentalement les positions successives qu'occupe sur une voile donnée le centre vélique individuel quand l'orientation de la voile varie. Il suffirait pour cela de procéder sur un modèle de voile à petite échelle, qu'on amarrerait par une patte d'oie à un filin attaché à un point fixe et qu'on exposerait à un courant d'air régulier, obtenu, par exemple, par l'ouverture de fenêtres convenablement choisies dans un local approprié.

Une girouette déterminerait la direction du courant d'air (fig. 79). En déplaçant progressivement le point

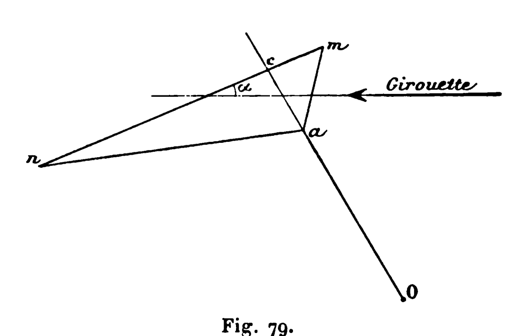


Fig. 79.

d'amarrage de la patte d'oie a, on verrait, en chaque cas la voile prendre une position d'équilibre déterminée mn par rapport au point de fixation du filin O. En relevant l'angle de la voile et de la girouette α, et en marquant le point c par lequel la direction prolongée du filin Oa rencontre la voile, on pourrait établir un tableau des valeurs successives de l'angle d'incidence α, et des positions correspondantes du centre vélique. Il ne resterait plus qu'à traduire le tableau obtenu sous la forme d'une courbe graphique pour pouvoir déterminer la position de c pour une valeur quelconque de α.

l serait intéressant de répéter ces expériences avec des dèles de voiles de grandeur et de formes variables. ·n dirigées, des expériences de cette nature conduient forcément à la détermination de coefficients empiues très précieux. Malheureusement, les frais qu'elles :asionneraient ne permettent guère à de simples partiiers de les entreprendre ; l'État n'a aucun intérêt à s'en ırger, car la navigation à voiles n'a plus pour lui qu'un érêt purement historique ; c'est aux grandes sociétés ncouragement de la navigation de plaisance que semrait devoir revenir à notre époque le devoir et l'honır de telles recherches.

Aussi, jusqu'à nouvel ordre, nous contenterons-nous de ourir, à titre d'indication sur la nature et le sens proıle des phénomènes naturels, à l'assimilation d'une voile ımise au vent, avec un plan mince immergé dans un ırant. Sur ce dernier point, en effet, nous possédons des ınées formelles.

M. l'ingénieur de la Marine Joëssel, en ses mémorables vaux sur la compensation des safrans de gouvernail, a ·cisément opéré pour plus de simplicité, sur des sans en forme de plans minces plongés dans un courant. ; résultats de ses expériences se traduisent par la loi vante.

Soit L la largeur du plan mince immergé, supposé recgulaire, qu'on fait tourner à des angles variables, aur de son arête projetée en B (fig. 80), qui est la preère rencontrée par le courant ; soit ρ la distance du nt B au centre d'action cherché de l'eau sur le plan ıce correspondant à un angle α du plan par rapport au ırant.

On a :

$$\rho = (m + m' \sin \alpha)\ L.$$

Dans le cas des expériences de M. Joëssel, c'est-à-dire pour un plan immergé dans un courant de faible vitesse, 2 à 3 nœuds environ, les constantes m et n sont respectivement o,2 et o,3, et l'expression de la valeur de ρ devient :

$$\rho = (0,2 + 0,3 \sin \alpha) L.$$

Cette expression est l'équation en coordonnées polaires d'un limaçon de Pascal ; voici comment se construira la courbe géométrique qu'elle représente (fig. 80).

Sur une ligne BA dont la longueur est L, et qu'on trace

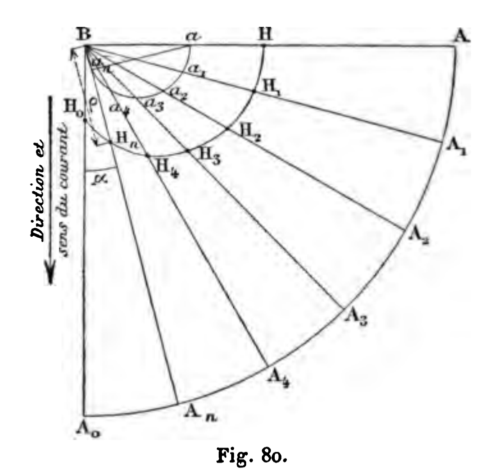


Fig. 80.

perpendiculairement à la direction du courant, on prend à partir de B une longueur $Ba = 0,3L$; sur cette longueur comme diamètre on décrit une demi-circonférence. Du point B comme centre, avec une longueur L pour rayon, on décrit ensuite un quart de circonférence, et l'on mène quelques rayons BA_1, BA_2, BA_3, BA_4, BA_n, qui coupent la demi-circonférence d'abord décrite en a_1, a_2, a_3, a_4, a_n. De

nts, l'on porte, à l'extérieur de la demi-circonfé-
la longueur constante o,2 L. La courbe cherchée est
géométrique des points obtenus H_1, H_2, H_3, H_4, H_n.
ffet, soit α l'angle du plan mince avec le courant, ou
revient au même, avec la droite BA_0 parallèle au
t, pour la position BA_n du plan mince.
gle Baa_n dont les côtés sont respectivement per-
ulaires à BA_0 et à Ba_n est égal à α. On peut donc

$$\begin{aligned} BA_n &= Ba_n + a_nA_n. \\ &= Ba \sin \alpha + a_nA_n. \\ &= 0{,}3\,L \sin \alpha + 0{,}2\,L. \\ &= (0{,}2 + 0{,}3 \sin \alpha)\,L, \text{ C.q.f.d.} \end{aligned}$$

: construction permet de déterminer la position du
d'effort graphiquement, à l'aide du simple rappor-
; sans recourir aux tables de sinus pour une valeur
aque de l'angle α.
it donc utile de l'indiquer ; mais dans la discussion
suivre, nous emploirons exclusivement la formule
que elle-même.
it tout, nous insistons sur ce point que l'assimila-
tre une voile plus ou moins courbe, de forme qua-
laire ou triangulaire quelconque, inclinée dans
e, et soumise à l'action d'une brise plus ou moins
avec un plan mince rectangulaire plongé vertica-
dans un courant d'eau de faible vitesse, n'a nulle
ion à passer pour rigoureuse.
tant, il semble vraisemblable que la formule gé-
:

$$\rho = (m + m' \sin \alpha)\,L$$

querait encore, pour un élément horizontal de lar-
au cas qui nous occupe, si l'on pouvait déterminer
série d'expériences dont il a été parlé plus haut les

valeurs des coefficients m et m', pour diverses intensités de brise et diverses formes de voiles. En tous cas, puisque nous nous préoccupons surtout de donner une indication *qualitative* sur les variations du centre vélique, nous accepterons les coefficients de Joëssel, ne serait-ce que pour fixer les idées. Au reste, M. l'ingénieur Drzewiecki, Vice-Président de la Société d'aviation, s'est contenté de cette approximation dans ses remarquables études théoriques et pratiques sur la navigation aérienne au moyen d'aéroplanes, et ne s'en est pas mal trouvé.

CHAPITRE XIX

CHANGEMENTS DE POSITION DU CENTRE VÉLIQUE

a formule, établie au chapitre précédent

$$\rho = (0,2 + 0,3 \sin \alpha) L$$

'applique que si l'angle α varie entre zéro et 90°.
uand l'angle du vent et de la voile dépassera 90°, nous ıdrons comme arête de la voile à partir de laquelle on pte la valeur de ρ l'arête opposée, et de la sorte, l'angle stera plus petit que 90°.

n voit tout d'abord que cette formule est d'accord avec ·ésultats de l'expérience, en ce qui concerne la remar- énoncée à l'avant-dernier chapitre, et d'après laquelle s une voile carrée, ce sont toujours les bras *au vent* travaillent.

n effet, tant que α est plus petit que $\frac{\pi}{2}$, ρ est plus petit 0,5 L. Or, nous avons dit que ρ était compté à partir l'arête du plan mince rencontrée la première par le rant, c'est-à-dire, pour une voile, à partir de la ralingue vent. C'est donc entre cette ralingue et le milieu de la e (lequel pour une voile carrée coïncide sensiblement ; la charnière d'orientation) que se trouve le centre ;tion du vent. Cette action tend à faire pivoter la voile açon à rapprocher le point d'amure du plan diamétral, ui se constate par le fait que les bras au vent se rai- ;ent, tandis que les bras sous le vent restent mous.

our les voiles auriques, seules employées sur les yachts,

on n'a pas l'occasion de faire une constatation de cet ordre, parce que la charnière d'orientation étant reportée suivant la ralingue avant, l'action du vent s'exerce toujours sur l'arrière de la charnière, et que la voile tend toujours à raidir son écoute, quand elle a le vent dedans.

Mais les changements de position du centre d'action, suivant les diverses directions de brise, ne sont pas pour cela à négliger. Bien entendu, c'est la direction du vent apparent, et non celle du vent vrai, qui est seule en cause.

Si nous envisageons les allures successives, nous voyons que c'est seulement au plein vent arrière que le vent apparent est normal aux voiles. Alors $\sin \alpha = 1$ et $\rho = 0{,}5\,L$. Le centre d'action de la force F est au milieu de la voile; plus exactement, on peut dire le centre des efforts exercés sur chacune des tranches horizontales de la voile est au milieu de cette tranche. La composition d'efforts élémentaires proportionnels à la surface de chaque tranche et appliqués chacun au milieu de la tranche envisagée conduit à admettre, comme point d'application de l'action totale, le centre de gravité de la voile.

Si le bateau est à une allure comprise entre le plein vent arrière, et le vent arrière limite, la ralingue au vent se trouve alors la ralingue de chute. L'examen de la fig. 81 montre que le vent apparent sera dans ce cas très couché sur la voile. L'angle α sera très faible, et par suite, ρ compté alors à partir de la ralingue arrière, sera très voisine de $0{,}2\,L$. Si, pour fixer les idées, nous envisageons une tranche horizontale AB de la surface de la voile, le centre d'effort, pour cette tranche n'est plus au milieu M de la tranche, mais bien au point N, qui partage AB dans le rapport $\frac{NB}{NA}$ sensiblement égal à $\frac{2}{8}$.

La grande longueur du bras de levier NA de cette force,

pport à la charnière d'orientation, tend à augmenter
; de pivotement dû à l'action du vent, plus qu'au
a de l'effort de propulsion. D'autre part, si le vent
ı passer, par suite d'une embardée ou d'un refus de
sur le dessus de la voile, c'est encore au point N
ɔffort s'exercera (mais en sens contraire) au début du

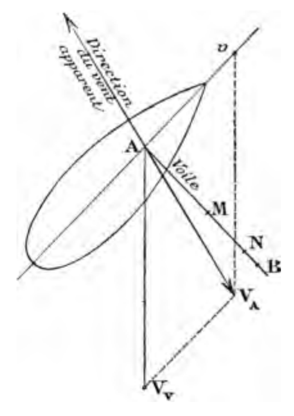


Fig. 81.

ment, et l'effort si faible qu'il soit, provenant d'une
qui attaque la voile presque tangentiellement, est
ar la position de son centre d'application très éloi-
u mât, pour provoquer le changement brusque de
e.

revenant au plein vent arrière le bateau lofe de fa-
suivre des allures de plus en plus largues, le centre
lure s'éloignera de plus en plus du centre de gravité
approchant du mât.

s les allures du petit large et du plus près, pour les-
s les voiles sont bordées de façon à être seulement
leines et ralinguent dès qu'on lofe sensiblement,
: α est très petit, il s'en faut donc de beaucoup que

Mais de ce que la voile s'oppose au passage des molécules d'air, il semble qu'il se produira, quelle que soit son orientation, sur sa face opposée au vent, une dépression, un vide relatif, lequel exerce sur la voile une sorte de succion. Or la direction de cette succion ne semble pas devoir dépendre de la direction relative des filets fluides, car suivant toute évidence, la couche d'air dans laquelle se produit la dépression est infiniment mince, quelles que soient les directions relatives de la voile et du vent, à cause de la facilité d'afflux de l'air ambiant. Dans cette couche mince la pression atmosphérique n'est plus que $Q-q$, et comme sur l'autre face la pression normale Q subsiste, indépendamment du surcroît de pression due au choc, il en résulte un effort normal exercé sur la voile, égal à $Q-(Q-q)$ soit q; q s'ajoute à l'effort normal du choc du vent sur la voile, sans être apparemment accompagné d'une nouvelle composante d'effort parallèle à la voile. La direction résultante de l'impulsion se trouve donc d'autant rapprochée de la normale à la voile.

Au reste, la théorie du choc elle-même ne conduit à admettre que l'effet des chocs moléculaires se traduit par une impulsion normale à la surface sur laquelle viennent choquer les molécules qu'à condition d'admettre préalablement que celles-ci rebondissent suivant un angle de réflexion égal à leur angle d'incidence; or il est, à première vue, évident que ce rebondissement symétrique par rapport à la normale ne peut exister, car chaque molécule gazeuse se trouve déviée de son mouvement naturel par les molécules voisines.

Qui plus est, la perturbation du mouvement moléculaire n'est pas constante suivant la largeur de la voile. Les filets atmosphériques qui heurtent la voile au voisinage de sa ralingue arrière n'ont à déranger. en rejaillissant, que les filets ne rencontrant pas la voile, et tendant par suite à suivre la direction générale du vent. Les filets qui frap-

pent la voile à la ralingue avant peuvent l'atteindre sans avoir à s'entrecroiser avec d'autres filets déjà déviés de leur route. De l'une à l'autre des ralingues, il y a choc entre les molécules d'air incidentes et les molécules rebondissantes, lesquelles sont plus ou moins reprises dans le courant général, mais avec une direction qui n'est ni celle du vent, ni la direction symétrique par rapport à la normale. Bref, il se produit des remous gazeux, dont la contexture échappant à toute analyse, varie vraisemblablement suivant la position du point envisagé de la surface vélique.

Ainsi, en ajoutant à une voile donnée une nouvelle laize, on troublera l'économie entière du système, et rien ne prouve que l'augmentation d'impulsion obtenue sera exactement proportionnelle à l'addition de surface réalisée.

Enfin, si l'impulsion élémentaire exercée sur chaque élément de surface de la voile n'est pas constante, il cesse d'être permis d'admettre, comme on l'eût fait au cas contraire, que le point d'application de l'impulsion résultante se confond avec le centre de gravité de la surface envisagée. Ceci est confirmé par l'expérience. Si en effet le centre de pression du vent était précisément le centre de gravité des voiles, les voiles carrées dont le centre de gravité est au milieu et par suite se trouve sur la charnière d'orientation de la voile devraient se trouver en équilibre indifférent de quelque façon qu'elles soient orientées. Or la pratique démontre qu'il n'en est rien : l'équilibre n'existe que si la voile est normale au vent. Si elle est brassée obliquement, elle fait effort pour changer de direction et ce sont toujours les bras au vent qui travaillent ; en un mot, le centre de pression se manifeste comme placé au vent du centre de gravité de la voile. C'est donc des filets gazeux qui rencontrent la voile vers sa ralingue avant que l'influence est prépondérante, et cela s'explique, parce que ces

actuel, où $\alpha = 45^o$, $\sin \alpha = \cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}$, on a $\operatorname{tg} \beta = \frac{V}{v\sqrt{2}+V}$
ce qui, en remplaçant la vitesse du vent V, et celle du bateau v par leurs valeurs numériques, conduit sensiblement à :

$$\operatorname{tg} \beta = 0{,}625$$
$$\beta = 32^o$$

L'angle du vent apparent avec les voiles n'est plus alors que de :

$$32 - 15 = 17^o,$$

et l'on a, tous calculs faits :

$$\rho = 0{,}29 \text{ L}.$$

Ainsi, quand le bateau, à même cap et à même orientation de voiles, passe d'une vitesse nulle à une vitesse égale aux 3/7 de celle de la brise, le centre d'effort du vent sur la voile se rapproche de la ralingue avant d'une quantité dont l'ordre de grandeur est (0,35 — 0,29) L, soit environ six centimètres par mètre de largeur de la voile.

On voit à quel point un déplacement de cette nature peut influer sur l'équilibre des forces que nous avons appelé F′ et Φ′. Il est donc intéressant d'examiner dans quelles conditions les changements de cap du vent apparent se produiront dans la pratique.

Le vent apparent, pour une allure donnée d'un bateau donné, change, soit que la brise vraie varie d'intensité ou de direction, soit que le bateau change de vitesse ou de cap. Supposons d'abord le vent vrai constant.

Nous venons de montrer que si la vitesse du bateau croît, le centre de voilure se déplace sur l'avant. Le bateau deviendrait donc de plus en plus mou, à mesure qu'il prend de la vitesse. Plus exactement, comme l'on règle la voi-

:e façon que le bateau soit balancé au plus près pour
esse normale de route, on doit dire que le bateau est
ardent que de raison, tant qu'il n'a pas atteint sa vi-
De même, il redevient ardent si une cause quelcon-
elle qu'un coup de mer ou qu'une embardée exces-
ui font perdre son erre, alors que rien ne change
'intensité du vent vrai. Dans la pratique, en effet, on
ate qu'il est presque toujours nécessaire de mollir un
écoute de grand voile, ou de border un peu l'écoute
ıt du foc, pour remettre en route un bateau qu'une
de cette nature a relenti fortement dans sa marche.
de prendre cette précaution, on voit le bateau ache-
perdre son erre, en tendant à venir debout au vent,
'effet du déplacement vers l'arrière de son centre de
'e.

ınd un bateau est parfaitement balancé au plus près,
ar le correct tracé de son plan de voilure, que par
rientation convenable donnée à ses voiles (Voir *Voi-
Navigation et Manœuvre du Yacht*, chapitre X), on
ıte qu'on peut, pendant de longs espaces de temps,
lonner la barre à elle-même, en maintenant les écoutes
ées.

bateau continue quasi indéfiniment à faire le cap du
près. Pourtant des causes extérieures telles que le
ge des vagues tendent à chaque instant à le faire dé-
e sa route ; mais, de lui-même, il y revient après chaque
rbation momentanée. La principale explication de ce
xpérimental se trouve dans le jeu du centre de voi-
Si en effet une cause extérieure fait lofer le bateau,
e du vent apparent avec la voile diminue, le bateau de-
mou, et tend à arriver. Inversement si le bateau tombe
e vent de son cap au plus près, cet angle augmente
:entre de voilure, en reculant vers l'arrière de la voile,
ıit une force d'auloffée qui redresse la route. En un

mot, il se produit là un heureux automatisme, une sorte d'*asservissement* naturel, qui maintient l'équilibre, la *stabilité* de la route. Bien entendu pourtant cette stabilité n'est pas telle qu'on puisse abandonner la barre d'un bateau au plus près sur une mer démontée. Mais même en ce cas, l'action des voiles vient aider à point nommé celle de la barre, pour ramener le bateau à son cap, toutes les fois que le choc de la lame ne fait varier que le cap, et non la vitesse du bateau.

Nous ferons remarquer incidemment que c'est essentiellement sur cette propriété de l'asservissement automatique d'un bateau au plus près à son cap par l'effet des voiles qu'est basée toute la navigation des petits modèles de bateaux à voiles, lesquels, par la force des choses, doivent bien être en mesure de naviguer sans barreurs.

Envisageons maintenant un bateau faisant route à une allure donnée, et soumis à une brise variant d'intensité. Nous avons montré en notre *Voilure, Navigation et Manœuvre du Yacht* (Chap. XX, Planche XVIII, fig. 1) que, au moment des risées, le vent apparent *adonne*, le vent vrai ne changeant pas de cap. Donc, l'effet des risées est de déplacer vers l'arrière le centre de voilure, et de tendre à faire lofer le bateau. De même, une accalmie relative rendra momentanément le bateau mou.

Si la brise joue, des changements de même nature se produiront dans la position du centre vélique. Le bateau deviendra ardent si la brise adonne, et mou si elle refuse.

Enfin, la même vitesse, sensiblement, peut être réalisée au plus près avec des brises assez différentes d'intensité quand le bateau s'approche de son maximum de vitesse. Si on ne change rien à la voilure, dans un bateau qui devient de plus en plus forcé de toile, et qu'on se contente par exemple de déplacer l'équipage au vent, à mesure que la brise fraîchit, pour maintenir la bande à peu près cons-

tante, le bateau deviendra de plus en plus ardent, puisque le vent apparent adonnera ; il en résultera la nécessité de mettre la barre au vent, ce qui tendra à réduire la vitesse du bateau, ou d'agir sur les voiles, soit en filant la grand voile, soit en bordant les focs plus que de raison, ce qui ne vaut pas mieux. Ceci montre qu'indépendamment de toute explication à chercher du côté de la force de réaction de l'eau sur la coque, l'excès de toile établie pour une brise donnée conduira plutôt à réaliser une vitesse moindre que celle qu'on pourrait atteindre en diminuant la toile.

Avant de terminer ce chapitre, nous ferons remarquer que le déplacement suivant la largeur de la voile du centre d'action du vent est proportionnel à cette largeur. Le déplacement du centre vélique total du bateau dépendra donc de la largeur plus ou moins grande des diverses voiles. Plus la voilure sera divisée, c'est-à-dire plus les voiles, en croissant en nombre, diminueront individuellement en étendue, moins chaque centre d'action partiel se déplacera, moins, pour un changement donné du vent apparent, le centre vélique total variera.

Par suite, les divers effets que nous venons de signaler se manifesteront avec d'autant moins d'intensité que le nombre des mâts et des voiles croîtra davantage. Ils atteindront leur maximum sur le cat-boat, ils resteront encore très sensibles sur le côtre, mais seront difficiles à percevoir sur le trois mâts. De même, pour un gréement donné, ils seront d'autant plus appréciables à égalité de surface de voilure que la voile sera plus large et moins haute. C'est en particulier sur de petits côtres voilés bas, avec gui largement débordant l'arrière que nous avons le mieux vu obtenir l'asservissement automatique du cap au plus près par l'effet de la voilure. Sur un bateau de ce genre, nous avons vu courir des bordées de 6 à 7 milles, sans qu'il y eût une seule fois à toucher à la barre.

CHAPITRE XX

STABILITÉ SOUS VOILE INITIALE

Jusqu'à présent, nous n'avons envisagé en détail, dans l'étude des phénomènes de stabilité, que ce qui a trait à la force de redressement. Envisageons maintenant l'effet inclinant lui-même.

Il résulte, ainsi que nous l'avons fait ressortir en notre deuxième chapitre d'introduction, de l'ensemble des moments de la force d'action du vent et de la force de réaction de l'eau. L'action du vent se décompose suivant trois composantes : l'une horizontale longitudinale, l'autre transversale, la troisième verticale de haut en bas. Quand le régime de route est établi, les deux premières de ces composantes impriment au bateau des vitesses longitudinales et transversales telles que la réaction de l'eau sur la coque, dans l'une et l'autre des directions considérées, soient égales à la composante d'action de l'eau. De plus, le bateau, sous l'effet de la composante verticale, subit un surcroît d'immersion, tel que la poussée supplémentaire qui en résulte soit égale à la composante verticale elle-même.

Si donc nous cherchons à recomposer en un système de deux forces seulement les composantes considérées, nous retrouvons d'abord l'action du vent sur la voilure F, appliquée au centre vélique total, et d'autre part une force égale, F, parallèle et de sens contraire. Cette force n'est pas, à proprement parler, la force totale de réaction Φ. Car

si elle a pour composante horizontale la résultante Φ' des composantes horizontales de Φ, elle a pour composante verticale non pas la composante verticale Φ_3 de Φ, mais bien une composante égale à la composante verticale F_3, et dirigée de bas en haut. De même, si Φ' a pour point d'application le *centre de dérive*, c'est-à-dire le centre d'application des forces de réaction exercées sur la coque, la composante verticale de poussée ($-F_3$), n'est pas appliquée au centre de dérive, mais bien au centre de gravité de la tranche surimmergée qui peut être confondu avec le centre de gravité de la flottaison actuelle du bateau. Sans préjuger de la position exacte du centre de dérive, la force horizontale Φ' et la force verticale ($-F_3$) non appliquées au même point ne se composent pas en une force unique mais bien en une force et un couple. Nous pouvons considérer comme appliquée au centre de dérive une force résultant de la composition de Φ' et d'une force égale et parallèle à ($-F_3$). Cette résultante sera elle-même égale à F, parallèle et de sens contraire, et constituera avec F un couple. De plus, il existera un couple additionnel, composé de forces égales à $-F_3$ et à $+F_3$, appliquées respectivement au centre de gravité de la flottaison, et au centre de dérive.

Rien à première vue ne permet d'affirmer que ce couple additionnel est un couple de chavirement.

Notons, avant d'aller plus loin, que la force Φ a une composante verticale $\pm\Phi_3$, et qu'en outre, la composition complète des forces d'action de l'eau sur la carène oblige à ajouter à $\pm\Phi_3$ un couple résultant. La composante verticale et le couple en question ne peuvent être sans influence sur la stabilité du bateau en route. Mais rien à première vue ne prouve que leur influence soit une influence de chavirement ou de redressement. Nous nous réservons de revenir sur l'étude des divers couples additionnels, et pour le moment nous ne considérerons que le *couple inclinant*

rement dit, constitué de deux forces parallèles et de contraire, égales à F, dont l'une est appliquée au e de voilure V, et l'autre au centre de dérive D (fig. 83), us verrons ultérieurement que la position du D, fort peu aisée à déterminer, varie, en outre, ɔlement avec la bande donnée par le bateau. Mais, le moment, et étant donné la faible importance de la

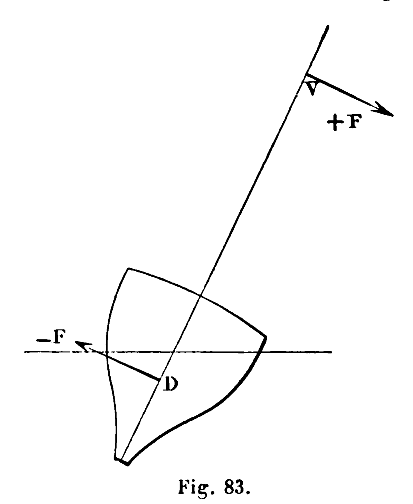


Fig. 83.

ur de la carène immergée par rapport à la hauteur voilure, nous admettrons comme position approchée ante la position dont on s'est contenté le plus souvent nous, c'est-à-dire le *centre de gravité du profil immé du bateau en flottaison droite.*

ıbilité sous voile initiale. — Supposons tout d'a- le bateau très faiblement incliné. La composante ver- F_3 est négligeable. Le couple de chavirement est ex- ement composé des forces F′ et Φ′, horizontales.

Ces forces elles-mêmes se décomposent, longitudinalement et transversalement, en quatre forces constituant deux à deux des couples, F_1 et Φ_1, F_2 et Φ_2. Le premier de ces couples tend à incliner le bateau dans le sens de la longueur, et le second tend à lui faire prendre de la bande (voir fig. 1).

Il est évident que la grandeur relative des moments de ces deux couples variera, pour une même valeur de F' et de Φ', suivant l'allure du bateau. Au plein vent arrière, l'effort de chavirement transversal est nul, et tout l'effort tend à faire changer l'assiette du bateau. Plus ensuite on se rapproche du lit du vent et plus l'effort d'inclinaison transversal tend à devenir prépondérant. Il atteint son maximum au plus près.

Le changement d'assiette qui tend à se produire au vent arrière ne saurait échapper aux préoccupations de l'architecte naval et du yachtsman. Nous avons déjà recommandé de veiller à assurer au couple résistant des forces P et Π toute l'énergie possible dans ce sens. De même faudra-t-il éviter toute disposition de voilure tendant, à effort de propulsion égale, à augmenter le bras de levier du couple inclinant ; en particulier on n'emploiera pas, dans les côtres de plaisance, les voiles carrées ou *huniers* usitées souvent au vent arrière dans les côtres de cabotage, voiles établies au niveau du mât de flèche, et tendant par suite plus à faire piquer du nez le bateau qu'à le faire avancer. Mais Dieu merci, la mode seule, à défaut du raisonnement, obligerait le yachtsman à se contenter au vent arrière du spinnaker triangulaire, bien disposé au point de vue qui nous occupe, puisque son centre d'action est relativement bas. Cette réserve faite, nous ne parlerons plus que de la stabilité transversale.

Il serait difficile de se faire une idée nette, à ce point de vue, de l'effet inclinant réel de la voilure. Il faudrait en effet tenir compte de l'orientation de la voile aux diverses

s, et même à celle du plus près, pour laquelle la
əst encore nettement sous le vent du plan axial. On
› plus simple, et cette simplification est d'ailleurs
ulièrement admissible pour les yachts voilés de
auriques ou latines, de supposer les voiles entière-
ramenées dans l'axe. C'est se placer dans un cas plus
ɔrable que la réalité, et c'est par suite garder toute
ıdence désirable. Surtout, c'est se placer sur un ter-
›ù la comparaison entre les divers bateaux se trouve
'acilitée, et nous avons dit qu'en fait de théorie du
, mieux vaut toujours procéder par comparaison que
ɜtimation absolue.

ɔposons donc la voilure de surface S bordée dans
et soumise à l'action d'une brise de vitesse modérée
·male au bateau. La force d'action sera de la forme :

$$F = KSV^2$$

n point d'application pourra en toute rigueur être
›sé appliqué au centre de voilure empirique, c'est-à-
u centre de gravité de l'ensemble des voiles bordées
l'axe, si comme nous le supposons en ce moment,
e d'inclinaison θ est assez faible pour qu'on puisse

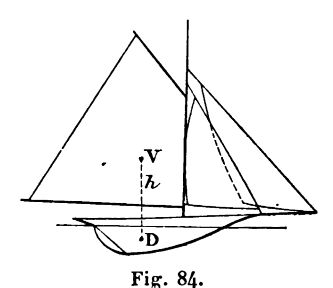


Fig. 84.

ttre que le vent ne cesse pas d'tre normal à la voi-

Si nous appelons (fig. 84) h la distance entre le centre vélique V et le centre de dérive D (défini comme il a été dit plus haut) $h \cos \theta$ sera précisément le bras de levier du couple inclinant, et le moment du couple inclinant sera :

$$Fh = KSV^2 \times h \cos \theta$$

Enfin, le couple résistant, provenant de la faible bande prise θ, aura pour moment, en appelant toujours P le déplacement du bateau, et $r - a$ son bras de levier de redressement initial :

$$P(r - a) \sin \theta$$

En égalant ces deux moments, on a :

$$P(r - a) \sin \theta = KSV^2 h \cos \theta$$

d'où :

$$tg\theta = \frac{KSV^2 h}{P(r - a)}$$

En confondant, vu sa petitesse, l'angle avec sa tangente, on écrira :

$$\theta = \frac{Sh}{P(r - a)} \times KV^2$$

On voit que, à égalité de brise, l'angle θ sera d'autant plus grand que le rapport $\frac{Sh}{P(r - a)}$ sera plus grand, ou, ce qui revient au même, que l'inverse de ce rapport $\frac{P(r - a)}{Sh}$ sera plus petit.

L'examen du rapport $\frac{P(r - a)}{Sh}$ dont les divers termes constitutifs sont faciles à relever sur le plan de voilure, ou à extraire des calculs de déplacement et de stabilité, donne

donc, à première vue, un utile aperçu sur la stabilité initiale sous voile d'un bateau, construit ou projeté.

Notons que s'y fier entièrement peut conduire à de sérieux mécomptes. Nous avons déjà fait ressortir que la grandeur du rayon métacentrique n'est pas un indice suffisant pour juger de la stabilité totale d'un bateau. Deux bateaux peuvent avoir même stabilité initiale, et différer du tout au tout en matière de stabilité inclinée. Mais enfin, s'il s'agit de bateaux de formes raisonnables, c'est-à-dire, à première vue, comparables à d'autres bateaux existants, le rapport $\frac{P(r - a)}{Sh}$ fournit pour chacun d'eux un élément de comparaison qui peut être suffisant, et permet surtout, étant connue la grandeur des facteurs P et $(r - a)$, de calculer quelles valeurs peuvent être attribuées raisonnablement aux facteurs S et h, c'est-à-dire, puisque la grandeur de h dépend de la grandeur et de la forme de la voilure, de déterminer quelle doit être la surface de voilure acceptable pour le bateau.

Dans ce rapport $\frac{P(r - a)}{Sh}$ le terme $P(r - a)$ est du quatrième degré, tandis que Sh n'est que du troisième. Pour deux bateaux géométriquement semblables, l'angle $\theta = \frac{Sh}{P(r - a)} \times$ const. décroîtra, en passant du plus petit bateau, au plus grand, proportionnellement au rapport de similitude.

Si l'on veut conserver à $\frac{Sh}{P(r - a)}$ une valeur invariable, c'est-à-dire faire en sorte, qu'à brise égale, le grand bateau prenne la même bande que le plus petit, il faudra, relativement aux dimensions de la coque, voiler davantage le grand bateau que le petit, augmenter pour ce plus grand bateau les dimensions du plan de voilure qu'on ob-

tiendrait par simple transformation proportionnelle du plan de voilure du petit bateau pris pour point de départ.

Ceci peut se faire quand le rapport de similitude est peu élevé, et dans le prochain chapitre, nous montrerons comment, en tenant compte de la formule de jauge, on peut déterminer les paramètres de similitude distincts de la coque et de la voilure.

Mais, s'il s'agit de passer de *très petits* à de *très gros* bateaux, et pour fixer les idées, de petits yachts aux navires à voiles, il cesse d'être possible de faire croître les dimensions de la voilure relativement à celles de la coque, autant que l'exigerait la non homogénéité des termes $P(r - a)$ et Sh. On serait de la sorte conduit à donner aux grands bateaux des surfaces de voilures inacceptables, immaniables. Inversement on ne doit pas se considérer comme obligé de conserver, pour de petits yachts, le coefficient de sécurité qu'on s'impose de ne pas dépasser pour le $\frac{P(r-a)}{Sh}$ des grandes navires. On se trouverait de la sorte amené à des voilures absolument mesquines et insuffisantes ; il faut admettre que le yacht à brise égale navigue plus à la bande que le navire. Au reste, il est obligé, par nature, de faire route par des calmes pendant lesquels le navire reste immobile, et inversement, il reste au mouillage pendant les coups de vents que le navire est appelé à supporter au large. Enfin le yacht à voile bien construit, doit ne pas craindre le chavirement, à cause de la profondeur d'immersion de son lest, alors qu'un grand bateau, trop voilé, chavirera à partir d'une bande excessive qu'il aura prise.

En fait, on peut admettre hardiment pour les petits yachts un angle d'inclinaison *décuple* de celui qui est donné à faible brise égale par les navires. Alors que pour les vaisseaux à voiles et à vapeur, on se tenait au voisi-

nage de 0,1 pour valeur du rapport $\frac{P(r-a)}{Sh}$ les petits yachts se contenteront pour le même rapport de la valeur 0,01, pourront même admettre 0,009 ou 0,085 s'ils visent à être très fortement voilés, en vue de la régate principalement. Pourtant, s'il s'agit d'un bateau de croisière de moyen tonnage, d'une vingtaine de tonneaux, par exemple, il faudrait remonter au moins au voisinage de 0,02 ; enfin, dans les grandes goëlettes de yachting, qui peuvent passer pour de petits navires, on fera bien de ne pas descendre notablement au-dessous de 0,03 pour la valeur de $\frac{P(r-a)}{Sh}$.

CHAPITRE XXI

STABILITÉ SOUS VOILES. PARAMÈTRES DE TRANSFORMATION PROPORTIONNELLE

Nous avons fait ressortir au précédent chapitre que, si partant d'un bateau donné, on cherche à obtenir un bateau plus grand par transformation proportionnelle des éléments de sa coque et de sa voilure, on obtiendra, au cas où l'on prendrait un même rapport de similitude p pour la transformation, un bateau qui sera p fois plus stable, ou tout au moins, qui s'inclinera, à faible brise égale, à un angle p fois plus petit que l'angle de bande du bateau pris pour modèle.

En effet, D (1) $(r - a)$ S et h étant respectivement le déplacement, le bras de levier métacentrique, la surface de voilure, et la distance du centre vélique au centre de dérive pour le premier bateau, les mêmes éléments pour le deuxième bateau seront p^3D $p(r - a)$ p^2S et ph, et si θ et θ' sont les angles d'inclinaison pris à brise égale par les deux bateaux, on aura :

$$\frac{\theta}{\theta'} = \frac{\dfrac{D(r - a)}{Sh}}{\dfrac{p^3 D \times p\,(r - a)}{p^2 S \times ph}} = p$$

(1) En ce chapitre nous désignerons le déplacement par la lettre D, pour éviter toute confusion avec le *périmètre* pour la désignation duquel doit être réservée la lettre P.

Si l'expérience a prouvé que l'angle θ n'a rien d'excessif, on préférera, en déterminant les caractéristiques du deuxième bateau, faire en sorte que la bande qu'il donnera à brise égale soit la même que celle donnée par le bateau servant de point de départ. En ce cas, au lieu de multiplier indistinctement tous les éléments linéaires du modèle par p, on multipliera d'une part les éléments linéaires de la coque par un facteur donné m, et de l'autre ceux de la voilure par un deuxième facteur n. Remarquons toutefois que le terme h est à la fois fonction de la coque et de la voilure. En effet, il se compose de la somme des distances du centre de carène au pont, et du pont au centre de voilure. La première de ces distances croît proportionnellement à m, et la seconde croîtrait, si la transformation de la voilure et de la mâture, à partir de l'étambrai, s'opérait avec une similitude rigoureuse, proportionnellement à n. Mais la distance du gui au pont est le plus souvent réglée, dès le bateau modèle, à un minimum imposé par la nécessité de laisser sous la voile une hauteur assez grande pour que l'équipage n'ait pas de risques à courir au moment des changements du gui. Aussi, dans le deuxième bateau laissera-t-on le plus souvent le gui à la même hauteur que dans le premier, ce qui fait que la distance du pont au centre vélique ne croîtra même pas d'une façon exactement proportionnelle à n.

Quoi qu'il en soit, la hauteur de la voilure étant très grande par rapport à celle de la coque, on peut se contenter, comme première approximation, et quitte à retoucher légèrement après coup les résultats des calculs, d'admettre que le terme h croîtra proportionnellement à n.

Dans ces conditions, les caractéristiques du deuxième bateau sont respectivement m^3D, $m(r - a)$ n^2S, nh. Et de l'égalité imposée des angles d'inclinaison pour une même brise de faible intensité résulte l'égalité :

$$\frac{D(r-a)}{Sh} = \frac{m^3 Dm(r-a)}{n^2 Snh}$$

d'où :

$$\frac{m^4}{n^3} = 1.$$

Soit maintenant J le tonnage du premier bateau, J′ celui du deuxième bateau et t le rapport $\frac{J'}{J}$ des tonnages. En appliquant la formule de jauge actuellement en vigueur on a (Voir *Architecture et Construction du Yacht*, chapitres I et II) :

$$J = \frac{\left(L - \frac{P}{4}\right) P\sqrt{S}}{130}$$

expression dans laquelle L est la longueur à la flottaison et P le périmètre.

Pour le deuxième bateau, la longueur sera, par hypothèse mL et le périmètre mP, enfin, la racine carrée de la surface de voilure sera $n\sqrt{S}$.

On pourra donc écrire :

$$J' = \frac{\left(mL - m\frac{P}{4}\right) mPn\sqrt{S}}{130}$$

$$= m^2 n \frac{\left(L - \frac{P}{4}\right) P\sqrt{S}}{130}$$

d'où enfin :

$$\frac{J'}{J} = t = m^2 n.$$

Résolvons les deux équations :

$$t = m^2 n$$
$$m^4 = n^3$$

il vient :

$$n = \frac{t}{m^2} = \sqrt[3]{m^4}$$

$$t^3 = m^{10}$$

$$m = t^{\frac{3}{10}}$$

$$n = t_{10} .$$

Connaissant la valeur de t, on pourra donc, en s'aidant d'une table de logarithmes, déterminer les facteurs m et n, par lesquels il convient de multiplier les éléments linéaires respectifs de la coque et de la voilure pour obtenir un bateau semblable au modèle comme coque, ayant aussi une voilure semblable à celle du modèle, donnant, à brise égale, la même bande que lui, et ayant un tonnage qui soit au tonnage du modèle dans le rapport choisi t.

Pour fixer les idées, supposons $J = 3$ et $J' = 5$, c'est-à-dire admettons qu'on veuille passer d'un bateau connu et courant au maximum de la série de 2 à 3 tonneaux, à un bateau à construire pour le maximun de la série de 3 à 5 tonneaux :

Alors $t = \frac{5}{3}$ $m = \left(\frac{5}{3}\right)^{3/10}$ $n = \left(\frac{5}{3}\right)^{4/10}$ et tous calculs faits $m = 1,16$ et $n = 1,23$.

Si l'on se contentait, pour effectuer la transformation, de multiplier tous les éléments par la racine cubique du rapport des tonnages (puisque le tonnage est une expression du troisième degré) on aurait pour paramètre de similitude le nombre 1,19, c'est-à-dire que l'on ferait une coque linéairement plus grande de 3 centièmes, et une voilure plus petite linéairement de 4 centièmes. Le bateau obtenu serait beaucoup moins voilé que celui qui résulte de la transformation que nous conseillons. Donc, même

en partant d'un bateau très voilé par rapport à ses concurrents de la petite série, on mettrait en ligne dans la grande un bateau auquel d'autres architectes navals pourraient aisément, et sans sortir des limites de la prudence, opposer des concurrents notablement plus voilés, et par suite, à même de le battre en régate.

Inversement, s'il s'agit, partant d'un bateau connu de la classe des 5 tonneaux par exemple, de construire un champion pour la classe des 3 tonneaux, on ne devra pas se contenter de diviser indistinctement tous les éléments linéaires du premier bateau par 1,19, mais bien diviser les éléments de la coque par 1,16 et ceux de la voilure par 1,23. Procéder par une réduction proportionnelle avec même rapport de similitude pour la voilure et pour la coque serait en effet s'acheminer à de sérieux mécomptes en matière de stabilité ; rien ne permettrait d'arguer de la stabilité sous voiles constatée suffisante du 5 tonneaux pour conclure à la stabilité présumée convenable du 3 tonneaux.

Notons en passant que de ces considérations découle l'inutilité absolue de l'emploi des modèles de bateaux dans la recherche avant construction des qualités des bateaux eux-mêmes. S'il s'agit d'un *petit bateau* d'une dizaine de mètres, le modèle d'étude à l'échelle de 1/10 aura un mètre de long et sera déjà un *grand modèle*. Or, s'il est construit en proportionnalité absolue, avec un coefficient de réduction uniforme pour la coque et la voilure, il aura une stabilité dix fois moindre que celle du bateau lui-même, prendra à brise égale une bande décuple, en un mot, sera hors d'état de naviguer. Si l'on réduit sa voilure de façon à conserver la même stabilité, le modèle cessera d'être assez voilé pour pouvoir fournir des renseignements réels sur la marche probable du bateau.

A vrai dire, toute réduction *étendue* de bateau par simi-

litude géométrique à un ou à deux coefficients doit être considérée comme une opération à éviter, soit qu'elle conduise à un manque de stabilité, soit que, pour conserver une stabilité sous voile acceptable, l'on se résolve à manquer de la toile qu'il faudrait d'autre part, pour assurer la propulsion.

Les bateaux doivent, à mesure qu'ils diminuent de grandeur absolue, chercher dans un accroissement du rapport de la largeur à la longueur un remède à la diminution rapide de leur stabilité sous voiles. De même, les formes des extrémités doivent aussi s'alourdir, dans les petits bateaux, pour ne rien perdre de ce qui peut accroître la stabilité longitudinale. Aussi, le plan de forme d'un très petit bateau ne devrait-il jamais *ressembler* à un plan de forme à très petite échelle de grand bateau.

Ce n'est malheureusement que rarement ce qui se présente en France. La demi-instruction des plus experts amateurs en yachting ne va guère plus loin que la connaissance d'un très grand nombre de plans de yachts plus ou moins célèbres. Aussi, quand on vient à présenter au public un plan qui ne *ressemble pas* aux plans auxquels d'autres l'ont habitué, on s'expose au plus mauvais accueil. Et l'on a bien plus de chance de faire adopter, pour un bateau de 1/2 tonneau, la réduction proportionnelle d'un défenseur de la coupe de l'América qu'un plan véritablement étudié en vue d'être exécuté aux proportions qu'il faut pour que, une fois construit, le bateau jauge un demi-tonneau.

La transformation proportionnelle, avec paramètres de transformation distincte pour la voilure et pour la coque, ne doit en un mot être appliquée, ainsi du reste que nous l'avons déjà dit, qu'entre deux tonnages très voisins, tels que ceux de 3 et 5 tonneaux que nous avons pris pour exemples. La détermination des paramètres $m = t^{3/10}$ $n = t^{1/10}$ est d'ailleurs particulière à la jauge en vigueur

au moment où nous écrivons ce livre, ou plus exactement à toute jauge dans laquelle les éléments de coque entrent au carré et ceux de voilure à la première puissance, dans le produit qui, à un facteur constant près, définit le tonnage.

Mais, quelle que soit la jauge employée, les paramètres m et n doivent toujours satisfaire à la condition $m^4 = n^3$. Quand donc la jauge de l'U. Y. F. aura fait place à toute autre jauge, établie sous le patronage de cette société, ou même de toute autre société, on devra, pour la détermination des paramètres m et n, respecter l'égalité. $m^4 = n^3$ qui seule est immuable, puisque seule elle dépend de lois mécaniques, et chercher dans la nouvelle formule de jauge une deuxième équation permettant d'exprimer m et n en fonction de t. Au cas où la formule de jauge ne permettrait pas d'obtenir m et n sous une forme simple, il sera toujours facile de passer d'un tonnage donné à un tonnage supérieur par tâtonnements en faisant varier successivement m et n, mais toujours de façon telle que la quatrième puissance de m reste égale au cube de n.

CHAPITRE XXII

STABILITÉ INCLINÉE SOUS VOILES.

Quand un bateau navigue non plus à très faible bande, mais bien à une bande accusée, les considérations émises aux chapitres XVIII et XIX conduisent à préjuger que son centre de voilure cesse de pouvoir être confondu aussi bien dans le sens de la hauteur que dans celui de la largeur avec le centre de gravité de l'ensemble des voiles. Chaque voile en effet se présente obliquement par rapport à la trajectoire horizontale des filets fluides ; il est donc infiniment vraisemblable que le centre d'action du vent tend à se rapprocher, à mesure que le bateau s'incline, de la ralingue qui est la première rencontrée par le vent, c'est-à-dire, dans le sens de la hauteur, de la ralingue de bordure.

La loi suivant laquelle s'opère le déplacement à ce point de vue du centre vélique, est encore moins connue, s'il est possible, que celle du déplacement dans le sens de la largeur. En effet, le courant fluide n'est pas indéfini dans le sens de la hauteur comme dans celui de la largeur. Il est limité à la surface de la mer, et de ce chef, il se peut que résultent des perturbations importantes par rapport aux lois qui régissent la position du centre de l'action sur un élément de plan rectangulaire, d'un fluide indéfini dans lequel cet élément se trouve plongé.

Toutefois, et en vue de chercher à donner une idée qualitative sur la nature des phénomènes, nous appliquerons encore en ce cas la loi de Joëssel.

De plus, pour simplifier la discussion, en nous plaçant dans un cas plus défavorable que tous les cas qui peuvent se présenter dans la pratique, nous continuerons à supposer les voiles bordées dans l'axe, et exposées à l'action d'une brise normale de l'axe du bateau.

Dans ces conditions, si θ est l'angle de bande, V la vitesse du vent, nous pourrons écrire, en appelant toujours F l'action du vent sur la voilure :

$$F = KV^2 \cos^2 \theta S$$

D'autre part, si nous appelons ρ la distance du centre

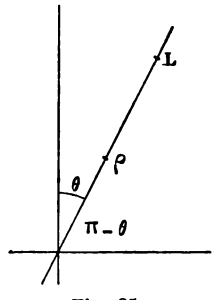


Fig. 85.

vélique actuel à la ralingue de bordure, et L la ***hauteur moyenne*** de la voilure, nous aurons :

$$\rho = (0,2 + 0,3 \cos \theta) L$$

Cette hauteur moyenne de la voilure ne saurait être définie avec précision, car on ne peut guère établir une assimilation suffisante entre la forme découpée d'une voilure et le rectangle de Joëssel. Mais, si nous admettons que pour la voilure sensiblement droite le centre vélique réel coïncide avec le centre de gravité de l'ensemble des voiles, nous pourrons tout au moins obtenir une valeur appro-

ıée de H, distance du centre de carène au centre de voi-
.re pour le bateau incliné.

En effet, quand le bateau s'incline son centre de dérive ›it, toujours en vertu de la loi de Joëssel se rapprocher ? la flottaison, qui est la première rencontrée par les .ets liquides au travers desquelles le bateau se déplace.

. donc ρ' représente la distance de la flottaison au centre ›. dérive on peut écrire :

$$\rho = (0,2 + 0,3 \cos \theta)\, L'$$

L' étant la *profondeur moyenne* de la carène, négli-
ɔons la distance qui sépare la ralingue de bordure de la
ottaison, nous aurons :

$$H = \rho + \rho' = (0,2 + 0,3 \cos \theta)\,(L + L')$$

Faisons :

$$\theta = 0$$

vient

$$h = (0,2 + 0,3)\,(L + L') = 0,5\,(L + L')$$

$$L + L' = 2\,h$$

'où :

$$H = 2\,(0,2 + 0,3 \cos \theta)\,h$$

étant toujours la distance du centre de gravité de la voi-
ıre à celui du profil immergé.

Si nous multiplions l'une par l'autre les valeurs obte-
ıes de F et de H, nous obtiendrons le moment inclinant
ı vent à l'angle θ.

$$FH = KV^2Sh + 2(0,2 \times 0,3 \cos \theta) \cos^2 \theta$$

On voit que ce moment diminue assez rapidement and θ augmente. Pour fixer les idées, faisons $\theta = 45^o$; vient alors, cos θ étant égal à $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

$$2\,(0,2 + 0,3 \cos \theta) \cos^2 \theta = 0,62.$$

Le moment exercé par le vent sur la voilure d'un bateau à la bande de 45° ne serait que les six dixièmes environ de celui qu'il exercerait sur la voilure du même bateau maintenu vertical, la voilure étant dans les deux cas supposée orientée dans l'axe et le vent normal à l'axe. (Nous nous plaçons d'ailleurs encore dans l'hypothèse la plus défavorable, car nous avons vu que dans la pratique la diminution de l'angle d'attaque du vent, à mesure que la bande croît, est rapide et fait encore décroître le moment inclinant).

Supposons toujours la voilure orientée dans l'axe. Si θ devient voisin de 90°, non seulement la force du vent sur la voilure devient très faible, mais encore le bras de levier du couple se réduit aux deux cinquièmes de sa grandeur primitive ; le moment se trouve donc alors forcément réduit à très peu de grandeur.

Cet ensemble de considérations prouve que tout se passe en somme favorablement pour le bateau : à mesure qu'il s'incline, jusqu'à une certaine bande tout au moins, le couple de redressement croît, en même temps que le couple inclinant diminue relativement. La bande d'équilibre sera moins accusée que si le moment inclinant restait, comme nous l'avons admis provisoirement au début de cet ouvrage, constant pendant toute la durée de l'inclinaison, sous l'effet d'une brise d'intensité donnée.

De plus, au voisinage de la bande qui correspond au maximum du moment de redressement, nous avons admis qu'un surcroît d'inclinaison faisant atteindre de l'autre côté du maximum une bande pour laquelle le couple de redressement passe à une valeur moindre que celle correspondant à la bande sous laquelle on naviguait jusque-là, ferait forcément chavirer le bateau. On voit que le chavirement dans ces conditions n'est pas fatalement de rigueur, car le surcroît de bande aura eu pour effet de ré-

duire aussi le moment inclinant, qui peut en certains cas rester au-dessous du moment de redressement, pour la nouvelle bande prise.

Si la courbe 1, dans la figure 86, représente la courbe des moments de redressement, et la courbe 2 la courbe des moments inclinants,

$$FH = KV^2Sh \times 2\,(0{,}2 + 0{,}3 \cos\theta) \cos^2\theta$$

On voit que la position d'équilibre correspondra à la bande A, pour laquelle les deux courbes se rencontrent

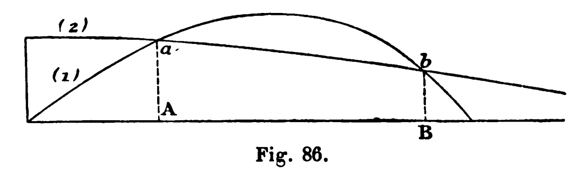


Fig. 86.

une première fois, et pour laquelle par suite le moment inclinant devient égal au moment de redressement.

Tant que le bateau ne s'inclinera pas à une bande supérieure à B, qui correspond à une seconde intersection des deux courbes, il se redressera, après suppression de la cause du surcroît momentané d'inclinaison. Mais il chavirera fatalement si la bande dépasse B, parce que, pour des bandes de cette nature, le moment inclinant devient supérieur à celui de redressement.

Si la courbe de stabilité du bateau avait la forme de la

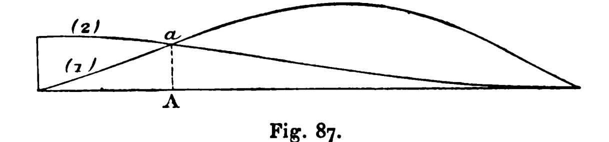


Fig. 87.

courbe 1 de la fig. 87, le bateau ne chavirerait jamais pour une brise de vitesse V.

En effet, la position d'équilibre pour une brise de cette vitesse serait toujours la bande A, correspondant à l'intersection des deux courbes, *a*. Mais comme, après le point *a*, la courbe (2) reste définitivement au-dessous de la courbe (1), tout surcroît de bande, même étendu, laisserait au bateau un moment de redressement supérieur au moment inclinant exercé par le vent, et le bateau tendrait toujours à revenir à la bande d'équilibre A.

Il serait extrêmement intéressant de connaître avec quelque précision la forme des courbes telles que les courbes (2) des figures 86 et 87.

Sans doute on peut les tracer à l'aide de l'équation.

$$FH = KSV^2 h \times 2\,(0{,}2 + 0{,}3 \cos \theta) \cos^2 \theta$$

qui s'écrirait, en cordonnées rectangulaires, θ et y.

$$y = A\,(0{,}2 + 0{,}3 \cos \theta) \cos^2 \theta.$$

Mais nous répétons que nous n'attachons à cette expression qu'une valeur qualitative et qu'en particulier nous n'y avons pas tenu compte de la variation de l'angle d'attaque du vent quand la bande varie. Nous aimerions qu'on lui substituât une série d'expériences méthodiques sur de petits modèles, qui, bien menées, permettraient de construire la courbe par points et d'en déduire les renseignements numériques désirables.

Quoi qu'il en soit, si nous revenons à l'examen des figures 86 et 87, nous nous rendrons compte, en nous reportant aux considérations émises au chapitre X, que, de même que l'aire de la courbe (1) représente le *travail résistant* opposé par le jeu des forces P et Π au chavirement du bateau ; de même l'aire de la courbe (2) représentera le *travail moteur* fourni par l'action du vent, et tendant à provoquer le chavirement.

Cette aire n'est d'ailleurs pas autre chose que la représentation géométrique de l'expression intégrale :

$$\text{Travail de } F = 2KV^2Sh \int_0^{\pi} (0,2 + 0,3 \cos\theta) \cos^2\theta d\theta$$

$$\text{Posons } 2\ K \int_0^{\pi} (0,2 + 0,3 \cos\theta) \cos^2\theta d\theta = K$$

Le travail moteur de chavirement d'une brise de vitesse V, sur un bateau dont les caractéristiques de voilure sont S et h, sera, pendant que le bateau s'incline de 0° à 90°.

$$T = K'V^2Sh.$$

Plus généralement, le travail moteur fourni par le vent pendant que le bateau s'incline de 0° à α^0 pourrait se mettre sous la forme.

$$T_\alpha = K_\alpha V^2 Sh$$

Le travail résistant fourni par le couple de stabilité pour le même angle α étant égal à l'aire A_α de la courbe depuis l'origine jusqu'à la bande α, le rapport $\frac{A_\alpha}{K_\alpha V^2 Sh}$, ou plus simplement le rapport $\frac{A_\alpha}{Sh}$ donnerait un moyen rapide de comparer entre eux, au point de vue de leur stabilité dynamique sous voiles, plusieurs bateaux, soit connus, soit projetés. On pourrait en un mot mesurer les aires des courbes de stabilité pour divers angles, tels que 30°, 45°, 90°, et rapprocher les surfaces obtenues du paramètre Sh de chaque bateau considéré. On obtiendrait de la sorte des coefficients numériques analogues aux valeurs expérimentales du rapport $\frac{P(r-a)}{Sh}$, et donnant des renseignements

plus probants que celles-ci, puisque, ceci soit dit une fois de plus, le terme $(r—a)$ ne suffit pas à préjuger de la stabilité totale d'un bateau.

Sans même entrer dans la mesure des aires de la courbe de stabilité, nous voudrions qu'on pût remplacer $P(r—a)$ par le maximum du moment de redressement, comme terme à comparer avec Sh. Mais tous ces désiderata resteront longtemps lettre morte, car nous ne pensons pas qu'on se décide de sitôt à publier et même à calculer pour les yachts les valeurs des bras de levier de redressement aux divers angles d'inclinaison.

Influence des ris sur la stabitité sous voiles. — La valeur de $\frac{P(r—a)}{Sh}$, dont faute de mieux, il faut donc se contenter, devra toujours être calculée, et l'on aura soin de ne pas tomber au-dessous des minima que nous avons indiqués en un précédent chapitre. Ces valeurs correspondent, du reste, à la voilure au plus près complète, voiles supplémentaires y inclus. C'est peut-être à cette considération surtout qu'il faut attribuer la valeur beaucoup moindre acceptée pour ce rapport sur les yachts que sur les navires : pour ces derniers, on ne tient pas compte des voiles supplémentaires à établir par très beau temps.

Quoi qu'il en soit, si la valeur de $\frac{P(r—a)}{Sh}$, est raisonnable dans l'hypothèse de la voilure complète, elle augmentera très vite pour une voilure réduite, voiles majeures seulement, et *à fortiori*, voiles majeures après prise de un ou plusieurs ris. En effet la réduction de toile se faisant toujours par le haut, il en résulte une rapide décroissante de h, à mesure que S décroît, et par suite une diminution très accentuée du dénominateur Sh.

Il serait encore très intéressant de pouvoir établir, pour

les yachts, des valeurs pratiques minima de $\frac{P(r-a)}{Sh}$ correspondant aux voiles majeures seules, ou aux divers ris des voiles majeures. En tout cas, on n'oubliera pas, si l'on prend pour modèle d'un bateau à construire un bateau connu, d'examiner à ce point de vue le modèle choisi, de façon à ne pas rester au-dessous de ce que l'expérience aura consacré comme suffisant sur le modèle, et à corriger au contraire les défectuosités qui auraient pu être constatées en lui.

CHAPITRE XXIII

GRANDEUR DE LA FORCE DE RÉACTION DE L'EAU SUR LA CARÈNE.

Quand un bateau est au repos, chaque élément de sa surface immergée subit une pression normale, qui est la pression hydrostatique. Les multiples pressions élémentaires se composent en une force verticale unique, qui est la poussée. Quand le bateau est en marche, l'on peut admettre encore que les pressions hydrostatiques en chaque point subsistent, et se composent suivant une poussée principale toujours égale au poids du bateau. Mais, en outre, le mouvement relatif de la coque et des filets liquides fait naître en chaque point des forces additives ou soustractives, suivant les cas : les éléments de la carène qui vont *au-devant* des molécules liquides subissent un surcroît de pression, une *surpression*, ceux, au contraire, qui s'éloignent de l'eau qui les baigne, subissent une diminution de pression, *une dépression*, En outre, en son ensemble, la carène se déplace par rapport à l'eau, et par suite, chacun de ses points est successivement en contact avec une série de molécules ; il y a donc forcément en tous ses points, un *frottement* moléculaire, dirigé en sens contraire de la marche.

Nous supposerons toujours les actions dynamiques élémentaires décomposées suivant leurs deux composantes normales et tangentielles ; pour résumer ce qui précède, nous dirons donc que l'effet de la marche est de faire

naître en chaque point une *surpression* ou une *dépression* normale au bateau, et de plus, une force de frottement, tangentielle au bateau, et dirigée en sens opposé à la marche.

Il est rationnel d'admettre que si l'on détermine le cylindre enveloppe de la carène, dont les génératrices sont parallèles à la trajectoire du bateau, dans toute la portion de la carène en avant de la ligne de contact du cylindre existera une surpression, que les éléments de la surface arrière subiront une dépression, et enfin que sur la région de contact, il ne subsistera, en tant que force normale à la coque, que la pression hydrostatique.

Supposons en particulier que le bateau soit réduit à un plan mince. Quelle que soit la direction dans laquelle il serait entraîné dans l'eau (sauf toutefois si c'était longitudinalement à lui-même), le cylindre enveloppe en question sera précisément défini par le contour du plan. Seule la tranche du plan sera, aux remous près qui ne manqueraient pas de se produire, soumise à la pression hydrostatique ; mais la face avant du plan est en tous ses points soumise à une surpression et sa face arrière à une dépression.

C'est d'ailleurs la somme des surpressions et dépressions élémentaires qui constitue alors l'effort de résistance du plan à la traction dans l'eau. Par analogie avec ce qui a été dit au chapitre XVII, la grandeur de l'effort s'exprimera par l'expression :

$$\Phi = KB^2V^2 \sin^2 \alpha$$

dans laquelle B^2 est la surface du plan mince, α l'angle de ce plan avec les filets liquides, c'est-à-dire avec les trajectoires parcourues par ses divers points, V la vitesse de translation, et enfin K un coefficient constant, propre à la densité du liquide dans lequel la translation s'opère.

Nous avons dit, au chapitre précité, à quel point, même pour un plan mince, cette formule est entachée d'erreur.

Joëssel, au cours de ses expériences sur la compensation du gouvernail, a constaté que le *moment* de la résistance d'un plan mince immergé, par rapport à une charnière située suivant l'arête avant du plan, est proportionnelle au sinus de l'angle de choc. La formule qu'il propose est alors :

$\Phi = \frac{A \sin \alpha}{(0{,}2 + 0{,}3 \sin \alpha) L}$, dans laquelle il est logique de faire $A = aB^2V^2$. Cette formule n'est pas entrée dans la pratique courante ; et comme aucun des raisonnements émis en cette fin de volume n'a de valeur quantitative, nous nous contenterons de la formule $\Phi = KB^2V^2 \sin^2\alpha$, pour le plan mince.

Si celui-ci est déplacé normalement à sa surface, la grandeur de sa force de résistance sera en particulier $\Phi = KB^2V^2$. Supposons, au contraire, qu'il soit déplacé en prolongement de sa propre surface. L'évidence, et au surplus l'expérience, indiquent que l'effort à faire pour l'entraîner devient très faible. Il n'y a plus, en effet, à vaincre alors que les frottements, car la réaction de l'eau sur la tranche du plan devient négligeable. Nous admettons, en ce cas, comme loi théorique suffisamment vérifiée par l'expérience, que la force de résistance sera toujours proportionnelle à la surface S et au carré de la vitesse. Si Q est un deuxième coefficient constant, *beaucoup moindre que K*, on exprimera cette force par l'égalité :

$$\varphi = QSV^2$$

(Voir *Théorie du navire*, de Guyou).

La loi dont il s'agit s'applique avec une approximation suffisante à des plans minces qui, si minces qu'ils soient, n'en sont pas moins des plans matériels, des corps solides, répondant seulement à cette condition que leur épaisseur

soit dans un rapport faible avec leurs autres dimensions. Laissons l'épaisseur constante, ainsi que la hauteur, et diminuons progressivement la largeur du plan. Supposons, enfin, le plan entraîné toujours à la même vitesse V. Tout d'abord l'objet ne cesse pas brusquement d'être assimilable à un plan mince et la formule :

$$\varphi = QSV^2$$

s'applique encore. Mais il arrivera un moment où la longueur n'étant plus dans un rapport très élevé avec l'épaisseur, la surface du corps suivant sa tranche deviendra comparable en grandeur avec sa surface longitudinale de frottement. Pourtant, par esprit de continuité, la formule s'applique encore quelque temps sous la réserve qu'on y donne à Q une valeur croissante et plus élevée que celle qui était admise dans le cas précédent.

D'autre part, au plan mince entraîné normalement à sa surface, substituons un plan matériel plus ou moins épais ; mais de très grande étendue par rapport à son épaisseur, puis diminuons-en progressivement la surface à condition d'y faire en temps utile, varier progressivement la constante K, la formule $\Phi = KB^2V^2$ semble, par esprit de continuité, devoir s'appliquer encore quand la largeur du plan mince n'étant plus dans un rapport très élevé avec son épaisseur, la section du corps suivant la direction du mouvement devient comparable avec sa surface normale à cette direction.

L'expérience prouve, ainsi qu'on le verra plus loin que, lorsque à identité de section on substitue à un plan mince un corps cylindrique épais, et d'épaisseur croissante, la résistance à la traction décroît, et même décroît tout d'abord rapidement, malgré l'addition de surfaces cylindriques et sur lesquelles semble devoir s'exercer un frottement additionnel.

visageons un flotteur de section constante B^2 et dont faisons varier seulement la longueur. Portons sur axes rectangulaires d'une part des abscisses proporelles à la longueur L, de l'autre des ordonnées proɔnnelles à la résistance, pour une vitesse de traction urs la même (fig. 88).

s considérations qui précèdent résulte que nous ıissons l'allure de la courbe de la résistance en fonc-

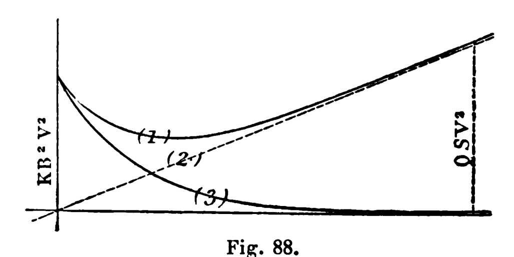


Fig. 88.

de la longueur pour deux régions de cette courbe. une valeur nulle de la longueur L, la résistance est :

$$\Phi_0 = KB^2V^2.$$

ur des valeurs croissantes, mais encore très petites de résistance décroît rapidement, à partir de cette va-

ur des valeurs très grandes de L, la résistance est ɔrtionnelle à L, et en appelant S la surface de frotte- qui est elle-même en raison directe de L, la résis- est $\Phi = QSV^2$; la courbe peut être confondue avec lroite passant par l'origine des coordonnées.

s indications suffisent pour permettre de préjuger de ɜme de la courbe, et surtout de voir qu'elle présente inimum.

nous suivons la courbe à partir de l'axe de Y nous ɑs que l'expression de la résistance est fonction di-

recte de la surface B^2 de la section transversale du flotteur, et d'un coefficient K, qui diminue promptement d'abord, plus lentement ensuite à mesure que le bateau s'allonge. Il vient un moment où, si l'on continuait à proportionner la résistance à B^2, il faudrait faire croître K, car la résistance a atteint, puis dépassé son minimum. A ce moment, nous admettrons que la résistance devient proportionnelle à la surface de frottement S et à un certain coefficient qui décroît à mesure que S croît, jusqu'à un certain minimum Q. Quand ce coefficient atteint la valeur Q, la résistance n'est plus fonction que de S, et continue à croître avec S.

En définitive, la résistance *directe*, qui ne tient compte que de la section du maître couple, semble décroître indéfiniment, tandis que la *résistance de frottement* croît en permanence. La courbe 3 de la figure 88, courbe asymptote à l'axe des X, représenterait avec quelque vraisemblance la loi de variation de la force de résistance directe.

Totalisée avec la droite 2, qui indique la variation de la résistance de *frottement*, proportionnelle seulement à la surface du flotteur, c'est-à-dire, essentiellement à sa longueur, elle donnera la courbe 1 qui a pour asymptote la droite 2, avec laquelle on peut la confondre à partir du moment où les ordonnées de la courbe 3 deviennent négligeables.

Il est donc en définitive logique d'admettre pour expression de la résistance l'expression totalisée :

$$\Phi = (KB^2 + QS)V^2 ;$$

si le flotteur est très court, on se contentera du premier terme KB^2 du binôme, parce que S est alors négligeable; si le bateau est très long, KB^2 devient négligeable par rapport à QS. Mais dans tous les cas où on a affaire à un flotteur *allongé*, dans lequel la largeur et la longueur restent d'un ordre de grandeur comparable, la formule complète sera préférable.

Voici maintenant les expériences sur lesquelles nous croyons pouvoir appuyer les raisonnements qu'on vient de lire.

Dubuat a mesuré la résistance au remorquage de parallélipipèdes à base carrée dont le rapport de la longueur (ou épaisseur) à la largeur, était successivement 0,02, 1 et 3. La résistance diminua rapidement du premier au second de ces parallélipipèdes, et moins vite du 2e au 3e. De même, les chalands, qui sont des flotteurs à extrémités planes, et normales à l'axe de la carène, ont une résistance notablement plus faible que celle d'un plan mince de même étendue que leurs extrémités.

D'autre part, les expériences célèbres de Froude ont montré que, en allongeant les bateaux par simple addition d'un cylindre ayant pour directrice le maître couple, et raccordant l'avant avec l'arrière du bateau préalablement sectionné dans sa maîtresse partie, on provoque assez vite une augmentation de résistance importante. Ces expériences ont eu pour but de combattre la tendance qui s'était dessinée en Angleterre, au moment de la substitution de la marine à vapeur à la marine à voile, de couper en deux les anciens voiliers et de leur ajouter une tranche cylindrique au milieu, de façon à augmenter le déplacement et à permettre de loger la machine et les chaudières, et avec l'espoir de ne pas voir croître l'effort nécessaire à la propulsion, puisqu'on n'augmentait pas de la sorte la section normale à la direction moyenne des filets liquides.

Les expériences de Froude tendraient à prouver qu'en procédant ainsi, on faisait passer les bateaux allongés dans la catégorie des « plans minces » entraînés longitudinalement à leur axe, et soumis à des frottements d'autant plus intenses que leur surface est plus étendue.

Quoi qu'il en soit, ce que nous venons de dire à l'occa-

sion de solides à section prismatique s'applique encore, avec une approximation suffisante (et les expériences de Froude le confirment) aux carènes proprement dites, dans lesquelles les extrémités avant et arrière, *proue* et *poupe*, sont affinées. Si nous désignons par la notation B^2 la surface du maître couple d'un bateau dont la surface de frottement est S, la résistance à la traction de ce bateau dans l'eau, *longitudinalement à son axe*, pourra être exprimée par l'égalité :

$$\Phi_1 = (K_1B^2 + QS)V^2$$

dans laquelle Q est un coefficient constant, et K_1 un coefficient *suffisamment* constant, c'est à-dire variant dans des limites relativement peu étendues, de l'un à l'autre de deux bateaux comparables en formes et en grandeur.

Le bateau entraîné longitudinalement à lui-même se classe, en effet, dans la catégorie des flotteurs allongés dans lesquels nous croyons indispensable d'employer l'expression de la résistance totalisée.

La connaissance en valeur absolue des coefficients K_1 et Q importe peu dans le cas d'un voilier. En effet, comme il est à peu près impossible d'évaluer l'effort moteur qui s'exerce sur un bateau à voiles, on ne peut pas prétendre à calculer d'avance la vitesse, et il est inutile de se préoccuper de la grandeur de la résistance.

Mais, ce que cette égalité fait ressortir au premier abord, et ce qu'il importe de retenir, c'est que la résistance croîtra avec la surface du maître couple, et avec la surface mouillée de la carène. Si, partant d'un bateau donné on cherche à en déduire un autre de moindre résistance, une des préoccupations qu'on devra s'imposer sera d'en réduire, autant que ce sera compatible avec les autres exigences du projet, la surface du maître couple, ainsi que celle de la carène immergée.

Passons maintenant au cas du bateau entraîné normalement à son axe; le bateau se classe, à ce point de vue, nettement dans la catégorie des flotteurs courts, des *plans minces normaux à leur trajectoire.* Nous négligerons donc la résistance de frottement. En appelant v la vitesse de translation et Σ la surface immergée du plan axial (ou dans le cas où le bateau est incliné, la section droite du cylindre à génératrices horizontales transversales enveloppe de la carène), l'expression de la résistance à la traction sera :

$$\Phi_2 = K_2 \Sigma v^2$$

dans laquelle K_2 est un coefficient suffisamment constant, mais beaucoup plus grand que K_1.

Enfin, pour un bateau à voiles entraîné toujours obliquement à son axe, nous décomposerons la vitesse du centre de gravité en des composantes longitudinales et normales à l'axe V et v. Les grandeurs respectives des composantes de la réaction de la carène Φ_1 et Φ_2 telles que nous les avons définies au deuxième chapitre d'introduction restent alors telles que nous venons de les calculer au présent chapitre.

CHAPITRE XXIV

INFLUENCE DES FORMES DE LA CARÈNE SUR LA RÉSISTANCE A LA MARCHE PAR L'AVANT

Les formules établies au précédent chapitre :

$$\Phi_1 = (K_1 B^2 + QS) V^2$$
$$\Phi_2 = K_2 \Sigma v^2$$

étant admises, nous nous proposons maintenant d'en faire la discussion pratique, c'est-à-dire d'examiner quelles sont les influences qui peuvent agir sur la grandeur des facteurs K_1 K_2 et Q. Nous examinerons d'abord les variations du facteur K_1.

Influence de la forme du maître couple. — Diverses expériences ont été faites en vue d'étudier l'influence sur la résistance de la forme du maître couple immergé. Ces expériences ont conduit à considérer que K_1 ne varierait pas sensiblement quand le contour du maître couple varie. Nous avons peine à croire que si des expériences de cette nature étaient reprises méthodiquement à l'occasion des yachts, leur résultat confirmerait celui que nous venons d'énoncer. Nous sommes en effet conduit à préjuger, par l'examen de la marche des divers yachts que nous avons été à même d'étudier, que la résistance s'élève, à aire égale, du maître couple immergé, quand le centre de gravité de cette aire s'abaisse par rapport à la flottaison. A première vue du reste, il semble que le travail nécessaire

pour entraîner un maître couple donné dans l'eau sera d'autant plus grand que cet entraînement ébranlera des couches d'eau plus profondes.

Si par exemple nous rapprochons deux flotteurs (fig. 89) dont l'un (schéma 1) a son maître couple très plat, à peine posé sur la surface de la mer, et prolongé par un plan mince, ce qui est le cas des yachts fin keel, et dont l'autre

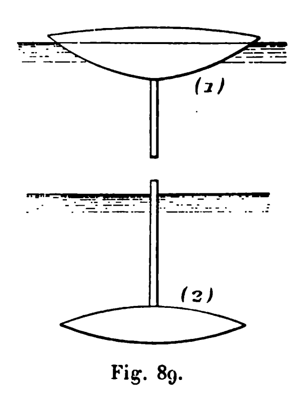


Fig. 89.

consiste en une sorte de cigare aplati, soutenu à l'extrémité inférieure d'un plan mince, il paraîtra peu croyable qu'on puisse, à égalité de surface de maître couple et à égalité de surface de frottement (celle-ci, obtenue en allongeant le fin du flotteur n° 1), remorquer aussi facilement le flotteur 2 que le flotteur 1.

Il semble en effet que le premier flotteur doive glisser sur l'eau en n'ébranlant qu'une mince épaisseur de liquide tandis que l'autre labourera profondément la mer, en agitant d'importantes masses d'eau autour de lui.

Sans aller aussi loin dans l'opposition de cas extrêmes, nous pensons qu'à maître couple égal un bateau disposé pour le cruising et obligé, à moins d'atteindre des dimensions absolues considérables, à conserver un maître couple

relativement large dans les fonds, pour y trouver la place du plancher de la cabine (fig. 90, tracé 1) sera fort désavantagé par rapport à un racer, qui, dégagé de toute obligation de logements, pourra accepter un maître couple largement échancré (tracé 2), et ne garder pour largeur de quille que strictement le nécessaire pour loger son lest.

Nous avons montré déjà que l'accumulation du volume

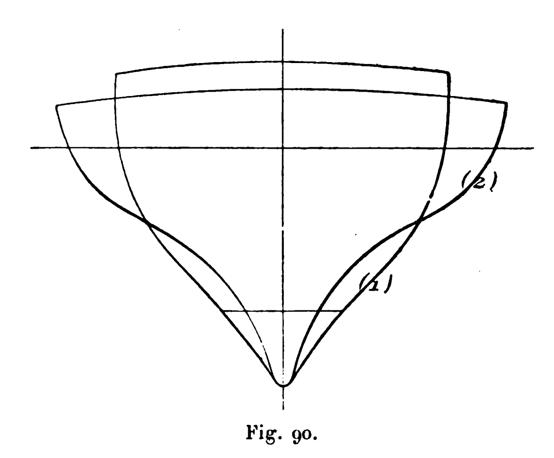


Fig. 90.

de la carène, où ce qui revient au même de la surface du maître couple, au voisinage de la flottaison, fait croître la stabilité, et par suite la force motrice disponible pour la propulsion. Puisqu'au surplus nous présumons que la même mesure prise aura pour résultat, à aire de couple, et par suite à déplacement égal, de diminuer aussi la résistance à la propulsion, nous ne pouvons que conclure à l'utilité absolue d'y recourir, à moins d'en être formellement empêché par des considérations impérieuses de logements, devant lesquels on admettra qu'une perte de vitesse doit être consentie.

recte de la surface B^2 de la section transversale du flotteur, et d'un coefficient K, qui diminue promptement d'abord, plus lentement ensuite à mesure que le bateau s'allonge. Il vient un moment où, si l'on continuait à proportionner la résistance à B^2, il faudrait faire croître K, car la résistance a atteint, puis dépassé son minimum. A ce moment, nous admettrons que la résistance devient proportionnelle à la surface de frottement S et à un certain coefficient qui décroît à mesure que S croît, jusqu'à un certain minimum Q. Quand ce coefficient atteint la valeur Q, la résistance n'est plus fonction que de S, et continue à croître avec S.

En définitive, la résistance *directe*, qui ne tient compte que de la section du maître couple, semble décroître indéfiniment, tandis que la *résistance de frottement* croît en permanence. La courbe 3 de la figure 88, courbe asymptote à l'axe des X, représenterait avec quelque vraisemblance la loi de variation de la force de résistance directe.

Totalisée avec la droite 2, qui indique la variation de la résistance de *frottement*, proportionnelle seulement à la surface du flotteur, c'est-à-dire, essentiellement à sa longueur, elle donnera la courbe 1 qui a pour asymptote la droite 2, avec laquelle on peut la confondre à partir du moment où les ordonnées de la courbe 3 deviennent négligeables.

Il est donc en définitive logique d'admettre pour expression de la résistance l'expression totalisée :

$$\Phi = (KB^2 + QS)V^2\,;$$

si le flotteur est très court, on se contentera du premier terme KB^2 du binôme, parce que S est alors négligeable; si le bateau est très long, KB^2 devient négligeable par rapport à QS. Mais dans tous les cas où on a affaire à un flotteur *allongé*, dans lequel la largeur et la longueur restent d'un ordre de grandeur comparable, la formule complète sera préférable.

ci maintenant les expériences sur lesquelles nous ns pouvoir appuyer les raisonnements qu'on vient de

buat a mesuré la résistance au remorquage de pa· ipipèdes à base carrée dont le rapport de la longueur)aisseur) à la largeur, était successivement 0,02, 1 et résistance diminua rapidement du premier au second parallélipipèdes, et moins vite du 2e au 3e. De même, alands, qui sont des flotteurs à extrémités planes, et ales à l'axe de la carène, ont une résistance notable- plus faible que celle d'un plan mince de même éten- ue leurs extrémités.

utre part, les expériences célèbres de Froude ont ré que, en allongeant les bateaux par simple addition cylindre ayant pour directrice le maître couple, et :dant l'avant avec l'arrière du bateau préalablement nné dans sa maîtresse partie, on provoque assez ne augmentation de résistance importante. Ces ex- ices ont eu pour but de combattre la tendance qui dessinée en Angleterre, au moment de la substitu- e la marine à vapeur à la marine à voile, de couper ıx les anciens voiliers et de leur ajouter une tran- ylindrique au milieu, de façon à augmenter le dé- nent et à permettre de loger la machine et les ières, et avec l'espoir de ne pas voir croître l'effort saire à la propulsion, puisqu'on n'augmentait pas de te la section normale à la direction moyenne des filets es.

expériences de Froude tendraient à prouver qu'en lant ainsi, on faisait passer les bateaux allongés a catégorie des « plans minces » entraînés longitudi- ent à leur axe, et soumis à des frottements d'autant ntenses que leur surface est plus étendue.

)i qu'il en soit, ce que nous venons de dire à l'occa-

Déjà, dans le parcours d'une molécule d'eau le long de la partie avant du bateau, nous voyons se manifester une inflexion vers l'arrière. Le filet liquide parallèle à l'axe *mn* (fig. 93), dévié de sa direction par le passage de la proue et se dirigeant suivant *n*M, est obligé de s'incurver à nouveau pour prendre la trajectoire M*q*, au lieu de la trajectoire M*p*, en prolongement de *n*M. La progression dont nous venons de parler doit donc changer de sens, à point nommé; l'angle d'écart des trajectoires liquides, et par suite des

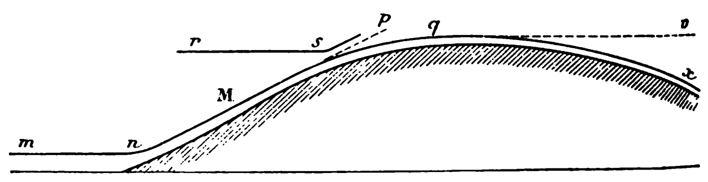


Fig. 93.

formes de la carène avec l'axe du bateau, devra croître progressivement jusqu'à un certain maximum, puis décroître ensuite jusqu'à zéro, toujours d'une façon bien continue.

On remarquera que le filet liquide *mn*M est aidé à quitter la direction M*p* pour se rapprocher suivant M*q* du plan axial par l'action des filets liquides tels que *rs*, distants de l'axe, et qui s'infléchissent en s'écartant de l'axe par leur rencontre avec le filet *mn*M. De l'inflexion primitive du filet *rs* résulte une surpression que les molécules du filet *mn*M transmettent, mais en l'atténuant, puisqu'une partie de la force qu'elles reçoivent, est absorbée par elles et sert à les faire changer de direction.

Mais, quand nous envisageons ce qui se passe sur la poupe, c'est-à-dire à partir de l'arrière du maître couple, nous voyons que le filet liquide qui atteint le maître au point *q*, avec une direction parallèle à l'axe, tendrait à se prolonger dans la même direction *qv*. Pour qu'il s'infléchisse

une fois de plus suivant les formes de la carène en qx, il faut qu'il y soit obligé par la pression hydrostatique des molécules voisines, et c'est pourquoi il ne transmet à la carène cette pression que réduite d'une *dépression* correspondant à l'effort nécessaire pour l'incurver suivant qx.

Cet effort sera d'autant moindre que la carène sera aussi plus continue dans sa poupe.

Le plan mince est au point de vue des dépressions un exemple par l'absurde encore plus probant, qu'au point de vue des surpressions. On peut considérer en effet que les filets liquides, déviés par la face avant du plan mince seraient lancés suivant *bcd* normalement à la trajectoire relative du plan dans l'eau, puis auraient à s'incurver brusquement de 180° pour revenir le long de la face arrière du plan en *ce* (fig. 94). Ceci est évidemment impossible.

Pratiquement, il se produit à l'arrière du plan mince une poupe liquide, de même qu'une proue liquide s'est créée devant lui. Celle-ci a permis au filet liquide d'arri-

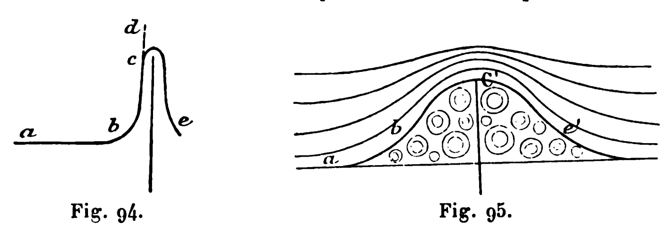


Fig. 94. Fig. 95.

ver en *c'* sur le bord du plan, avec une direction parallèle à la trajectoire du plan, et celle-là ne l'obligera à s'incurver que d'une façon relativement lente, après avoir franchi le point *c'* (fig. 95). Mais les remous qui se produisent dans la poupe liquide absorbent, comme ceux de la proue liquide, une très notable quantité d'énergie. La poupe solide est infiniment préférable, et doit passer pour d'autant meilleure qu'elle ramène le filet liquide

avec plus de douceur, d'une façon plus progressive et continue, à reprendre une trajectoire parallèle à l'axe, après le passage du bateau.

Si bien dessinées que soient d'ailleurs une proue et une poupe solides, on ne peut pas éviter que les molécules liquides ne soient déplacées de proche en proche même à distance de la surface de la carène. Si nous précisons la définition du mot *filets liquides*, en disant que nous entendons par là les trajectoires des diverses molécules d'eau dans leur mouvement relatif par rapport au bateau, non seulement la carène infléchira les filets liquides qui la baignent, mais ceux-ci infléchiront les filets voisins, qui à leur tour agiront sur d'autres filets liquides. Seulement de proche en proche, l'inflexion sera prise de plus loin et

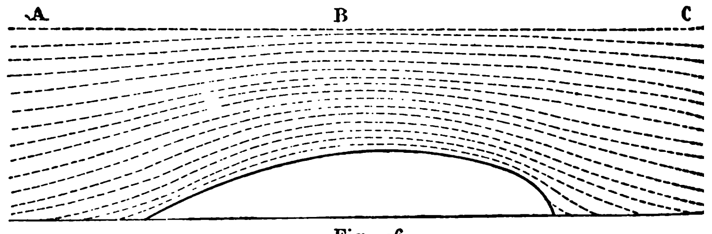


Fig. 96.

conduite plus loin, si bien qu'en considérant un filet liquide suffisamment distant de la carène, tel que ABC, (fig. 96) il sera loisible d'admettre que sa déformation est négligeable, et que l'effort absorbé par cette déformation n'entre plus en ligne de compte. Ce sont donc seulement les filets avoisinant le bateau qu'il importe d'envisager, et principalement ceux qui, au moins sur une partie de leur trajectoire, rencontrent la carène. On appelle assez souvent *chemins d'eau* les trajectoires parcourues le long de la carène par les molécules liquides, les fractions de filet liquide qui se dessinent sur la carène elle-même.

Si l'on pouvait connaître avec quelque précision les *chemins d'eau*, cette connaissance serait un grand secours dans le tracé des formes : on pourrait en effet, d'après les considérations qui précèdent, espérer obtenir un bon rendement du bateau, en traçant les chemins d'eau avec une préoccupation toute spéciale de leur continuité.

Malheureusement encore, on manque de renseignements sérieux à ce point de vue, ou plutôt, suivant toute vraisemblance, les chemins d'eau varient notablement eux-mêmes tant avec la forme de la carène qu'avec le degré d'immersion de la molécule considérée au moment où elle rencontre le bateau.

Ainsi que nous l'avons indiqué au chapitre II de notre

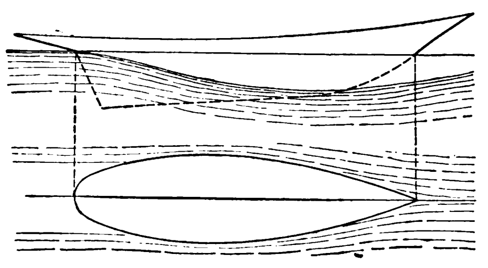


Fig. 97.

Architecture et Construction du Yacht, il semble que pour un bateau de forme moyenne, les molécules d'eau situées au niveau de la flottaison qui rencontrent le bateau vers l'avant, roulent le long de ses flancs jusque vers l'arrière, mais l'abandonnent plutôt que d'infléchir leur trajectoire pour suivre les formes de la flottaison jusqu'à l'étambot. Ce sont, dans la région qui entoure le gouvernail, des molécules semblant remonter le long de la carène et provenir des fonds du bateau qu'on voit apparaître.

Ceci seul prouve que les chemins d'eau n'ont sur la ca-

rène qu'un parcours limité, et que telle molécule qui glisse sur la surface de la coque, sera remplacée par une autre molécule, avant d'avoir atteint l'extrême arrière du bateau.

Pourtant, dans le cas du plan mince entraîné dans l'eau, longitudinalement à lui-même, quelle que soit d'ailleurs sa position par rapport à la verticale, il semble probable que les mêmes molécules qui auront rencontré le plan à son avant, resteront en contact avec lui jusqu'à l'arrière, et que les chemins d'eau seront pour lui rectilignes.

Il faut en conclure que, vraisemblablement, il sera possible d'agir sur la forme probable des chemins d'eau, en réglant à l'avance d'une façon voulue les formes de la carène.

Supposons un bateau très étroit (fig. 98), et très affiné

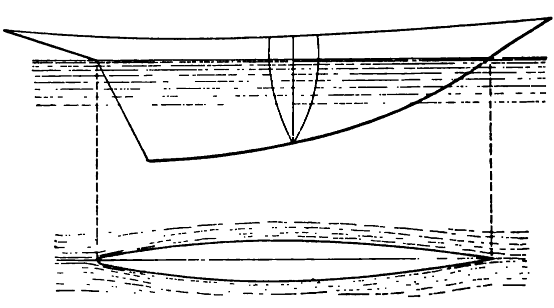


Fig. 98.

de l'avant et de l'arrière. Tout porte à croire qu'il se comportera comme un plan mince entraîné verticalement ou à la bande.

Les chemins d'eau seront pour lui sensiblement les sections normales à l'axe et coupant le plan axial suivant une parallèle à la direction du mouvement, c'est-à-dire les lignes d'eau.

De même, un bateau très plat (fig. 99), dont l'avant et l'arrière se prolongent en porte à faux de façon à rencon-

trer la flottaison sous un angle très tendu se comportera, comme un plan mince entraîné horizontalement. Les molécules d'eau décriront sur sa surface des trajectoires sensiblement parallèles à l'axe, les chemins d'eau pourront se confondre avec les sections longitudinales.

Il suffirait donc de donner, pour le premier de ces ba-

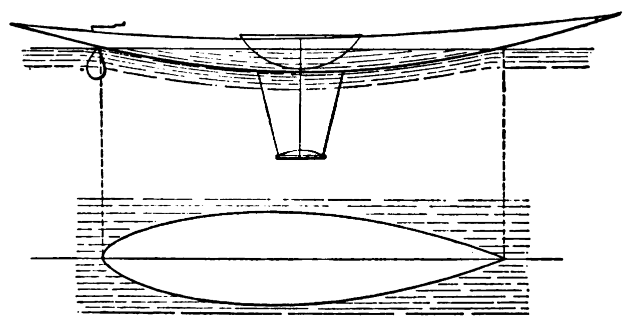


Fig. 99.

teaux, beaucoup de continuité et de *finesse* aux lignes d'eau, et pour le second une forme très continue et très tendue aux sections, pour réduire autant que faire se peut le facteur K_1, de la résistance par unité d'aire du maître couple immergé, et ceci indépendamment des formes adoptées pour l'un quelconque des autres réseaux de sections planes de l'une ou de l'autre des carènes.

Mais si le bateau n'est plus ni très mince ni très plat, la réaction de la coque sur les molécules liquides tend à les dévier de leur route aussi bien suivant la direction verticale que suivant la direction horizontale, dans toute la région soumise à la surpression. Supposons d'abord que le bateau ne navigue qu'à une faible bande ; on devra à ce point de vue, soigner tout particulièrement les sections obliques ou lisses, qui, parmi les diverses sections planes

qu'on peut obtenir par le tracé, semblent encore être les moins éloignées de la forme probable des chemins d'eau (fig. 100, demi-couples avant).

Une fois le maître couple franchi, nous avons dit que la trajectoire des molécules ne s'infléchit pour contourner les formes de la pompe, qu'à cause de la pression hydrostatique transmise par les molécules voisines. Il est donc

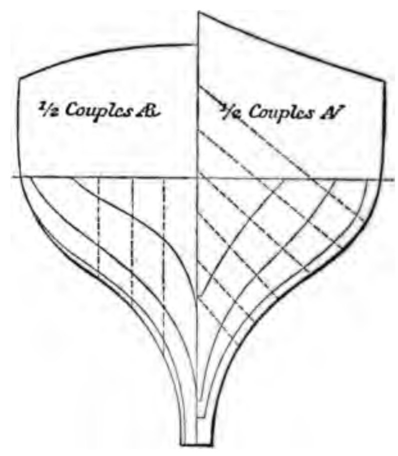


Fig. 100.

permis de supposer que ce sont surtout dans les régions où cette pression est la plus importante que sera prise la masse d'eau destinée à combler le vide que le bateau laisse derrière lui. De là l'explication plausible de ce fait expérimental que nous venons de citer, l'afflux des molécules depuis les fonds du bateau jusqu'à la région arrière de sa flottaison.

Le plus court chemin pour chaque molécule depuis le fond du maître couple jusqu'à la flottaison à l'arrière, c'est l'intersection de la carène avec un plan longitudinal parallèle à la marche, c'est-à-dire une section longitudinale.

continuité des sections de cette nature est donc à soi-
particulièrement pour l'arrière du bateau (fig. 100,
:ouples arrière).

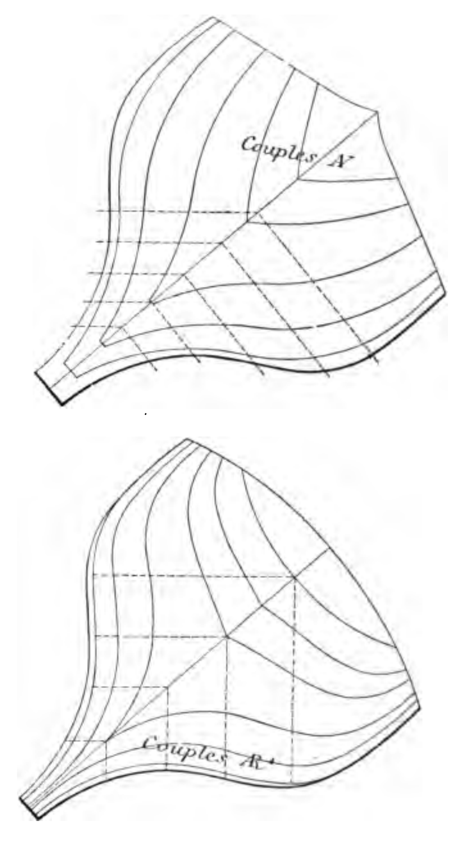


Fig. 101.

is supposons maintenant le bateau à la bande (fig.
; dans toute la partie sous le vent, pour la proue, les

sections obliques par rapport à la verticale redeviennent les lignes d'eau, tandis que, au vent, le bateau s'assimile à un plan mince, les filets liquides restant sensiblement horizontaux, et suivant toujours les lisses. Pour la poupe d'autre part, les sections par des plans verticaux, qu'il n'est intéressant de considérer que sous le vent, sont les lisses.

Ainsi, pour le bateau naviguant presque droit, nous soignerons à l'avant le tracé des lisses, à l'arrière celui des sections verticales, et pour le bateau naviguant très incliné, nous veillerons sur le tracé des lignes d'eau à l'avant, et des lisses à l'arrière.

En résumé, nous voyons que les lisses obliques doivent être particulièrement soignées de bout en bout du bateau, tandis que les lignes d'eau, dont la finesse du côté de la proue est de première importance, peuvent sans inconvénient ne pas être fines à l'arrière, et que les sections longitudinales seront par contre d'une forme plutôt indifférente dans la proue, mais devront être d'une venue très correcte pour la poupe.

Reste seulement à définir en quoi consiste le tracé correct et soigné d'une section plane de bateau.

Ainsi qu'il résulte des considérations par lesquelles nous venons presque d'assimiler la trajectoire d'une molécule, le filet liquide, à une droite qu'il s'agirait d'infléchir progressivement et avec le moindre effort sur la coque du bateau, la *finesse* d'une ligne de la proue consiste dans la qualité qu'elle possède de s'incurver de la façon la plus progressive et continue possible depuis l'extrême avant où elle reçoit le filet liquide parallèlement à la direction générale du mouvement jusqu'au maître couple, où sa tangente est parallèle au plan axial de symétrie. La finesse d'une ligne de la poupe ferait l'objet d'une définition analogue.

La finesse dépend donc d'abord de l'*angle d'attaque*,

ou angle de la ligne considérée avec le prolongement du filet fluide qui la rencontre à son extrémité avant. Ensuite de la répartition de la courbure sur toute la longueur de la ligne.

Parmi les lignes planes de la carène les lignes d'eau ont été examinées par nous au 2e chapitre de notre *Architecture et Construction du Yacht*. Nous avons montré que les lignes d'*eau creuses*, qui ont un point d'inflexion à leur extrémité avant, semblent donner plus de finesse que les lignes d'eau *pleines* (fig. 102), mais que pourtant,

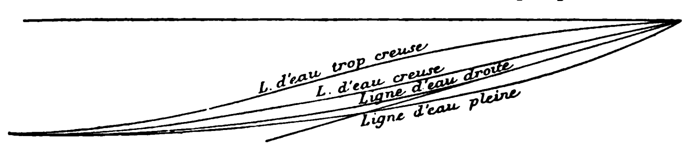


Fig. 102.

une ligne d'eau creuse à l'excès cessera de pouvoir compter pour fine, à cause de la région très brusquement oblique qu'elle devra présenter pour regagner le contour du maître couple, après s'être tout d'abord attardée au voisinage de l'axe.

Certains auteurs préconisent les lignes d'eau pleines, d'autres les lignes d'eau creuses ; d'autres, s'en tenant à un juste milieu, préfèrent les lignes d'eau *droites*, c'est-à-dire présentant un élément de ligne droite vers leur extrémité avant. Nous ne nous hasarderons pas à imposer un choix entre ces diverses formes de tracé, mais nous recommanderons surtout d'éviter les lignes d'eau *trop creuses*, qui, nous le répétons, sont l'équivalent d'une ligne d'eau très pleine, et très courte, prolongée par une partie mince et sans utilité aucune pour la flottabilité ou la marche du bateau. La figure 103 met en évidence combien pleine et arrondie est pratiquement une ligne d'eau donnée pour extrêmement creuse.

La finesse des diverses autres sections planes du bateau réside aussi dans la moindre valeur possible donnée à leur angle d'attaque, en même temps qu'en leur parfaite continuité. Mais si faible que soit l'angle d'attaque, il ne pourra pour ainsi dire jamais être tel que la ligne considérée présente une inflexion. Ce n'est qu'exceptionnellement qu'on pourra être conduit à dessiner une lisse oblique creuse, une section longitudinale creuse.

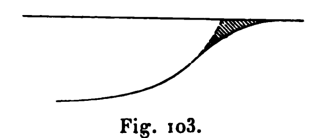


Fig. 103.

Enfin, rappelons aussi que la finesse de la *ligne des aires des couples* est une des qualités qu'on doit rechercher au premier degré pour un bateau. En vertu d'assimilations quelque peu arbitraires avec la nature des vagues soulevées par le bateau, certains auteurs anglais préconisent pour les lignes d'eau et pour la ligne des aires des couples une extrémité avant en forme de sinusoïde, et une extrémité arrière en forme de trochoïde. Pratiquement, ceci se résume à dire que dans la plupart des bons bateaux la courbe des aires des couples sera creuse à l'avant, et sensiblement droite à l'arrière.

Il va sans dire, en dernier lieu, que, quels que soient les systèmes de lignes qu'on aura choisis pour les affiner avec le plus de soin, les autres lignes devront au moins présenter un tracé correct, si bien que dans leur ensemble les formes de la carène soient *parfaitement continues*. On arrivera à ce résultat après le balancement minutieux du plan des formes, *lequel est absolument de rigueur*.

Nous avons montré aux chapitres III et VII de notre *Architecture et Construction du Yacht* comment ce ba-

lancement s'opère. Un architecte soigneux balancera plus encore que nous ne l'avons demandé, vérifiera par exemple la continuité du lieu des points de contacts de tangentes parallèles à une direction donnée avec tel ou tel système de courbes planes de la carène, s'ingéniera, en un mot, à ne laisser aucune discontinuité possible sur le bateau en quelque point que ce soit. Enfin, il aura soin de ne pas s'arrêter à un plan qui ne puisse être exécuté qu'à condition de torturer les matériaux de construction : ceux-ci en effet se rebelleront toujours contre une fatigue anormale à eux imposée, et l'effet fatal de leur révolte sera de créer çà et là sur le bateau construit des creux et des bosses, éminemment préjudiciables à la vitesse.

CHAPITRE XXV

INFLUENCE DES DIMENSIONS PRINCIPALES SUR LA RÉSISTANCE A LA MARCHE PAR-L'AVANT

Influence de la longueur du bateau sur les facteurs K_1 *et* Q. — Nous avons montré, au chapitre précédent, que le rapport de la longueur à la largeur, même dans le cas extrême d'un flotteur prismatique, a pour premier effet de diminuer la résistance totale, par suite de la diminution rapide du facteur K_1 qui en résulte. Mais, à partir d'un certain allongement, le bénéfice devient négatif, parce que le terme QS devient prépondérant : ce terme d'ailleurs augmente lui-même proportionnellement à la surface de frottement S.

Si l'allongement est opéré sur une carène comportant proue et poupe, on constatera des phénomènes analogues et dans le même ordre. Mais l'amélioration obtenue aura son maximum pour une valeur plus grande de l'allongement, que dans le cas d'un flotteur prismatique.

Si, en effet, on considère que *l'allongement proportionnel* s'obtient en laissant la même forme aux sections transversales du bateau (fig. 104), et en augmentant proportionnellement la distance suivant l'axe de ces sections, on voit que l'effet de l'allongement sera de coucher relativement sur l'axe les éléments successifs des sections parallèles à une horizontale longitudinale, c'est-à-dire des lignes d'eau, des lisses et des sections longitudinales. Ces trois ensembles de lignes s'*affineront* donc par le fait même

de l'allongement, et de leur finesse plus grande, résultera une diminution du coefficient K_1, dont l'effet se fera sentir sur la résistance, même encore après le moment où l'allongement, s'il s'exerçait sur un flotteur prismatique, cesserait d'être avantageux.

L'allongement proportionnel ayant de plus l'effet d'augmenter la stabilité fait croître la force motrice en même

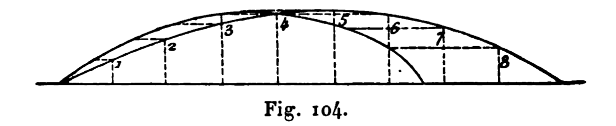


Fig. 104.

temps qu'il diminue la résistance ; s'il s'agit d'un bateau non destiné à la régate, il y a donc double avantage à attendre de l'allongement.

Mais, s'il s'agit d'un racer, le bénéfice devient problématique. En effet, à tonnage égal, il faut garder la même valeur aux produits

$$\left(L - \frac{P}{4}\right) P\sqrt{S} \text{ et } \left(L' - \frac{P}{4}\right) P\sqrt{S'} \qquad (1)$$

dans lesquels L et L′ sont les longueurs de flottaison, et S et S′ les surfaces de voilure d'un premier bateau pris pour point de départ, et d'un autre bateau déduit du premier par allongement proportionnel. De l'égalité de ces deux produits, on tire :

$$\frac{\sqrt{S'}}{\sqrt{S}} = \frac{L - \frac{P}{4}}{L' - \frac{P}{4}}$$

(1) Jusqu'au commencement du paragraphe intitulé « influence de B^2 et de S », les notations P et S représenteront ainsi que l'imposent les usages, le périmètre et la surface de voilure, et non, comme dans le reste du chapitre, le déplacement et la surface mouillée de la carène.

Posons :

$$\frac{L - L'}{L - \frac{P}{4}} = l$$

il vient

$$\frac{\sqrt{S'}}{\sqrt{S}} = \frac{1}{1 + l}$$

$$S' = \frac{S}{(1 + l)^2}$$

La voilure permise au deuxième bateau est donc notablement moindre que celle que porte son prototype, d'autant que l est plus grand que $\frac{L - L'}{L}$. Il ne pourra donc pas bénéficier de son surcroît de stabilité, et bien au contraire, à stabilité plus grande, portera moins de toile.

En définitive, pour un bateau de régate, l'allongement proportionnel, à égalité de tonnage, ne sera une mesure heureuse que si le bateau pris pour modèle a prouvé, à la navigation, qu'il ne portait que difficilement la surface de toile à laquelle la jauge lui donne droit.

Influence de B^2 *et* S. — On diminuera évidemment la résistance Φ_1 en agissant sur les facteurs B^2 et S de ses deux termes K_1B_2 et QS. Tout d'abord, on peut réduire en même temps S et B^2 en diminuant en bloc le déplacement du bateau. Entre deux bateaux géométriquement semblables S et B^2 sont l'un et l'autre proportionnels au rapport des puissances deux tiers du déplacement. Ceci conduit à établir une formule simplifiée de la résistance $\Phi_1 = CP^{\frac{2}{3}}$, que nous citerons en passant : fort pratique pour le calcul des vitesses des grands navires à vapeur,

elle nous semble sans intérêt sérieux dans l'étude des yachts.

Quoi qu'il en soit, si l'on cherche une diminution de résistance dans la réduction du déplacement, il faut opérer cette réduction en veillant à ne pas trop perdre, et même, si possible, à ne rien perdre sur la force motrice, c'est-à-dire sur la stabilité.

Nous avons vu que le module de stabilité de forme étant égal au moment d'inertie de la flottaison, ce module ne dépend point du déplacement. Quant au module de stabilité de poids Pa, il peut rester constant, si, à mesure que P diminue, a, supposé négatif pour un yacht, augmente en raison inverse. On obtiendra ce dernier résultat en reportant le lest de plus bas en plus bas sous la coque à l'extrémité d'un aileron, ou « fin ». De là la conception des fin keel et bulb-keel actuels. Dans ces bateaux, la coque est très plate, le maître couple immergé, la surface mouillée, le déplacement sont très faibles, et la résistance $\Phi_1 = K_1 B_2 + QS = CP^{\frac{2}{3}}$ est très faible, à cause de la petitesse même de B_2,S et P, indépendamment des valeurs obtenues pour K_1 pour Q ou pour C.

D'autre part, le lest est suspendu sous le fin qui, si profond qu'il soit, est rendu le plus petit possible, dans le sens de la longueur, et le plus mince possible transversalement, pour ne faire croître de rechef que le moins qu'il se peut S et B^2. Le bateau par ailleurs est relativement large. Il a donc bonne stabilité de poids et bonne stabilité de forme, et peut porter beaucoup de toile.

Réunissant un minimum de résistance à d'excellents moyens de propulsion, il a fatalement, par tous les temps assez calmes pour que les qualités nautiques proprement dites n'aient pas à intervenir comme élément de vitesse, une supériorité écrasante sur ses concurrents. Mais bien

ıtendu, cette supériorité n'est acquise qu'au prix du com-
let sacrifice des qualités de logement. En lui on obtient ne excellente machine de régate, mais nullement un ateau.

Or la régate étant supposée inabordable pour les *bateaux* e plaisance, il n'en restera pas moins un sport du Yachting ui, parallèle et distinct du sport du Racing, nécessitera des ateaux proprement dits, poussera à en améliorer de pro- ıe en proche les formes. Si nous revenons à ces bateaux oyens qui cherchent à réaliser le maximum de vitesse ompatible avec les autres qualités requérables, et en parti- ılier celles de logement, nous voyons encore que pour ıx, il y a matière à diminuer la résistance à la propulsion ı diminuant directement les éléments B^2 et S.

La diminution de B^2 à déplacement égal peut, en certains ıs, diminuer la résistance Φ_1, mais peut aussi la faire ·oître, si elle est poussée à l'excès. Sans entrer en effet ans l'examen détaillé des divers systèmes de sections lanes de la coque, nous nous reporterons à la courbe qui s synthétise toutes : la courbe des aires des couples. Puis- ue nous cherchons à réduire B^2 sans réduire le déplace- ıent, les courbes des aires des couples devront, pour le

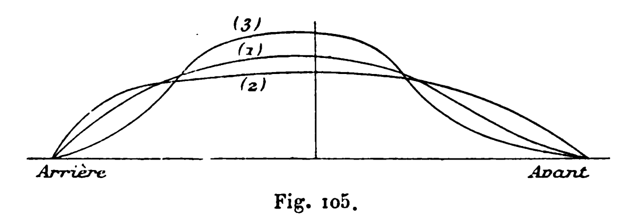


Fig. 105.

ıteau pris pour point de départ et pour le bateau qu'on ı déduit, avoir même aire avec une ordonnée maxima oindre dans le second bateau que dans le premier.

L'examen de la figure 105 prouve que la courbe (2)

ainsi obtenue, plus *étroite* que la courbe (1), elle est forcément moins *fine* qu'elle des extrémités, si l'on se reporte à la définition de la finesse que nous avons donnée plus haut. La moindre finesse de la courbe (et en somme de toutes les sections telles que lignes d'eau, lisses, etc.) agira donc sur le facteur K_1 en sens inverse de l'action qu'on exerce sur le facteur B^2. Rien ne prouve, en conséquence, que le produit K_1B^2 diminuera quand on réduira *à déplacement égal* la grandeur de B^2.

Une opération de cette nature ne devra donc jamais être risquée que dans l'intention de corriger un plan pour lequel la finesse des extrémités, poussée jusqu'à la maigreur évidente, conduit et oblige, en vue de réaliser le déplacement nécessaire, à accepter une étendue démesurée de maître couple immergée. Telle serait, par exemple, l'amélioration réalisable en revenant (fig. 105) de la courbe (3) à la courbe (1).

Passons maintenant à l'examen des réductions réalisables sur la surface mouillée S. En vertu d'un théorème du pre-

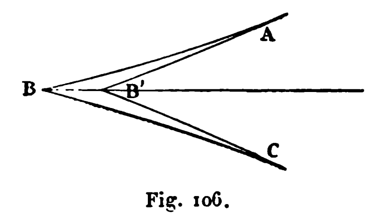


Fig. 106.

mier livre de géométrie, si ABC est l'extrémité d'une section plane quelconque de la carène et qu'on le remplace par un contour AB'C tel que B' soit à l'intérieur de l'angle ABC, le contour AB'C est plus court que le contour ABC, et la surface de la carène sera diminuée *ipso facto*. Mais en même temps, on aura retranché de l'aire de la courbe considérée le quadrilatère ABCB' et diminué le vo-

lume de la carène. Nous avons montré que la réduction de S parallèlement à une réduction de P peut toujours s'opérer favorablement pour la marche, mais qu'elle a pour résultat la rapide diminution de l'habitabilité. Il ne reste donc encore à considérer que les réduction de S obtenues en conservant P constant. Ces réductions ne peuvent être obtenues qu'à condition de reporter en un autre point de la section plane considérée (ou à la rigueur de toute autre section) une aire telle que CE'FE équivalente à CBB' (fig. 107).

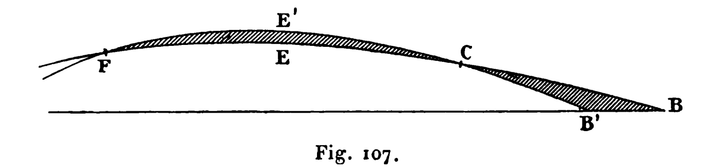


Fig. 107.

Mais comme CE'F, extérieur à CEF est plus long que CEF, une partie tout au moins de la diminution de surface obtenue de C à l'extrémité se trouve récupérée par l'augmentation de surface qui se produit de C à F. En outre la section nouvelle B'CE'F est moins fine que l'ancienne section BCEF. On voit que le bénéfice réalisé de la sorte est infiniment problématique.

En définitive, on n'aura intérêt à réduire la surface de frottement à égalité de déplacement, qu'en supprimant aux extrémités les régions très minces et de *volume négligeable* par rapport à leur surface. C'est là encore une raison de plus de faire la guerre aux lignes d'eau trop creuses : dans le cas de la fig. 108, il devient évident que la ligne d'eau *b*'CE sera plus avantageuse que la ligne d'eau *b*CE à cause du très grand gain de surface mouillée pour une perte négligeable tant de la finesse de la ligne d'eau que du déplacement. On devra aussi éviter les plans minces excessifs, prolongeant la section axiale du bateau, tels que

larges tableaux d'étrave, de quille, d'étambot, safran de gouvernail trop grand pour la force d'évolution requise, etc. Mais pourtant, on devra se limiter dans les sacrifices à faire à ces divers points de vue, en se préoccupant de laisser au bateau le nécessaire pour lui permettre de résis-

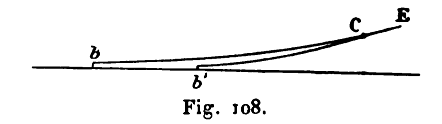


Fig. 108.

ter à la dérive : le prochain chapitre nous éclairera à ce point de vue.

Moyens d'agir sur le terme QS. — Dans l'expression :

$$\Phi_1 = K_1 B^2 + QS$$

le terme QS est, avons-nous dit, sérieusement à considérer. En particulier le facteur Q ne dépend que de la nature de la surface de la carène, et pour la réduire autant que possible, il faut rendre celle-ci aussi lisse que possible : c'est d'ailleurs la seule façon d'agir sur lui dont on puisse disposer. Pour obtenir d'un bateau toute la vitesse qu'il peut donner, il faudra que sa carène soit soigneusement nettoyée. Les dépôts boueux, les herbes, les coquillages qui s'attachent sur les bateaux ont un effet des plus énergiques et des plus fâcheux sur leur marche. On évite au moins les herbes et les coquillages en revêtant le bordé d'un doublage en cuivre. A défaut de doublage, certaines peintures ou compositions ralentissent le développement de cette flore ou de cette faune de mauvais aloi. En tout cas, la veille d'une régate, on fera toujours bien de caréner le bateau, c'est-à-dire de l'échouer à sec et d'en brosser soigneusement la coque.

CHAPITRE XXVI

RÉSISTANCE A LA DÉRIVE

La résistance à la dérive est exprimée par l'égalité :

$$\Phi_2 = K_2 \Sigma v^2$$

dans laquelle Σ représente la partie immergée du profil du bateau suivant son plan axial, K_2 un facteur constant, pour un type de bateaux donné (mais, bien entendu, variable d'un type de bateaux à un autre), et enfin v la composante de la vitesse du centre de gravité normale au plan axial.

En rapprochant cette égalité de l'expression de la résistance à la marche par l'avant :

$$\Phi_1 = (K_1 B^2 + QS) V^2,$$

il vient :

$$\frac{v^2}{V^2} = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \cdot \frac{K_1 B^2 + QS}{K_2 \Sigma} = \frac{F_2}{F_1} \frac{K_1 B^2 + QS}{K_2 \Sigma},$$

puisque (chapitre II), on a identiquement :

$$F_1 = \Phi_1 \quad F_2 = \Phi_2$$

Envisageons le cas d'un bateau au plus près, seul cas dans lequel il importe d'étudier la résistance à la dérive. Négligeons le frottement du vent sur la voile, et admettons que la force de propulsion horizontale F' puisse être considérée comme normale à la voile. Puisque la voile

au plus près sera bordée à 15° sous le vent de l'axe, on peut poser :

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{1}{\operatorname{tg} 15^{\circ}} = 3{,}724.$$

D'autre part, on constate que dans un yacht de marche convenable l'*angle de dérive* est au plus de un quart.

D'où :

$$\frac{v_2}{V_2} = 0{,}0467.$$

En portant ces valeurs dans l'égalité précédemment établie, il vient :

$$0{,}0467 = 3{,}724 \frac{K_1B^2 + QS}{K_2\Sigma}.$$

Enfin, on peut admettre, pour fixer les idées, que pour un yacht de formes moyennes, on a sensiblement :

$$\Sigma = 6B^2$$
$$S = 3\Sigma = 18B^2.$$

Il vient donc en définitive :

$$\frac{K_1 + 18Q}{6K^2} = \frac{0{,}0467}{3{,}724}$$

$$K_2 = \frac{3{,}724}{6 \times 0{,}0467}(K_1 + 18Q)$$

soit environ :

$$K^2 = 13(K_1 + 18Q).$$

Ce résultat montre combien le coefficient de résistance à la marche transversale à l'axe est plus grand que celui de résistance à la marche par l'avant.

Il n'y a d'ailleurs pas lieu, à première vue, de s'étonner outre mesure de la grandeur du rapport entre K_2 et K_1.

Tout d'abord, ainsi que nous l'avons fait ressortir plus haut, le bateau, s'il ne peut pas être confondu avec un plan mince, est cependant à classer, au point de vue de sa propulsion directe, dans la catégorie des flotteurs allongés, tandis que, dans la propulsion transversale, il se range parmi les flotteurs relativement minces.

De plus, ses formes sont dessinées en vue de réduire autant que possible le coefficient K_1 et l'on va voir que, sans précautions spéciales, elles se trouvent du même coup, heureusement disposées pour laisser une valeur élevée au coefficient K_2.

Le côté *sous le vent* du bateau forme proue pour la marche transversale, et le côté *au vent* forme poupe. Les filets liquides ont à diverger le long du côté sous le vent, et à gagner le contour extrême du bateau, pour converger le long du côté au vent, et combler le vide que produit son déplacement latéral dans l'eau.

Cette proue et cette poupe sont tout l'opposé de fines. Même appliquées aux extrémités d'un flotteur allongé, elles n'en amélioreraient pas appréciablement la marche, elles ne suffiraient pas à empêcher la formation d'une proue et d'une poupe liquide.

Car, indépendamment de leur faible flèche par rapport au plan sur lequel elles s'appuient, la *proue latérale* tend, par sa forme même, à ramener les filets liquides longitudinalement au plan qu'il s'agit de contourner, et de même la poupe ne serait suivie par eux que s'ils s'infléchissaient brusquement d'un grand angle, le long du contour du plan axial.

En pratique, si le déplacement longitudinal lui-même n'est possible qu'à condition de prendre de très loin suivant l'axe les filets liquides et d'ébranler encore à distance les molécules d'eau, loin de part et d'autre de la carène, le déplacement transversal rapide ne pourrait avoir lieu que

accompagné de la formation d'une proue et d'une poupe liquide déformant elles-mêmes de bien plus loin encore ceux des filets liquides qu'on peut considérer comme ne prenant pas part aux remous engendrés, et provoquant un ébranlement très considérable de l'eau, même tout autour du bateau.

Néanmoins, il importe, si grand que soit K_2 par rapport à K_1, de donner à ce coefficient K_2 la plus grande valeur absolue qu'il puisse avoir, car la pratique élémentaire de la navigation fait ressortir entre divers bateaux d'extrêmement notables différences au point de vue de la dérive ; par suite, si favorables qu'elles soient à première vue pour résister à la propulsion transversale, les formes de la carène peuvent varier, dans des limites étendues, d'aptitude à s'opposer à cette propulsion.

D'autre part, comme il importe que le produit $K_2\Sigma$ soit élevé, si l'on veut que $V^2 = \frac{\Phi_2}{K_2\Sigma}$ reste faible, il arriverait au cas où K_2, résistance par unité de surface de dérive, resterait faible que l'on se verrait forcé de faire croître Σ pour compenser cette défectuosité.

Or, toute augmentation de Σ, même par un plan mince, se retrouve, et au moins doublée, dans la valeur de S, et intervient, en conséquence, comme une cause d'augmentation de la résistance par frottement à la propulsion directe.

Nous allons donc examiner les formes de carène qui paraissent le plus propres à donner au coefficient K_2 une valeur élevée, et qui sont à adopter en l'espèce, ou celles qui lui donneront une valeur faible, et qu'il faudra se préoccuper de corriger d'une façon quelconque.

Nous examinerons d'abord les parties modelées des carènes, ensuite les parties affinées et assimilables au plan mince.

Parties modelées. — Des considérations qui précèdent, il résulte que même en admettant que la vitesse de dérive soit très faible, il est difficile d'admettre que les filets liquides puissent diverger le long de la carène dans la partie sous le vent, en suivant des directions longitudinales, pour franchir l'étrave et l'étambot, et converger le long de la partie au vent.

Il est plus rationnel de supposer que les molécules ne sortent guère du plan transversal dans lequel elles se trou-

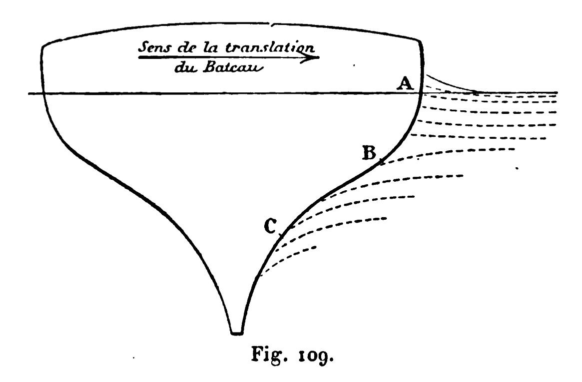


Fig. 109.

vent, à un instant donné, en contact avec la carène, sur l'un ou l'autre de ses bords.

Soit d'abord le bateau sensiblement droit (fig. 109). Au bord sous le vent, les molécules sont refoulées, et leur résistance se traduit en surpression ; au bord au vent, au contraire, il se produit un vide relatif, les molécules chassées par la pression hydrostatique pour rejoindre la carène qui fuit devant elles, ne transmettent cette pression que réduite d'une certaine dépression.

Les filets liquides qui se trouvent au bord sous le vent, et près de la flottaison, dans une région où le bordé est sensiblement vertical, tendent à s'infléchir, et vraisembla-

blement à s'incurver plutôt de bas en haut qu'en sens contraire, puisque pour s'incurver de haut en bas, ils auraient à refouler la masse d'eau inférieure. Il en résultera une sorte d'intumescence, un relèvement local de la surface de l'eau, qui augmentera d'autant la pression hydrostatique dans toute la profondeur de la carène sur le bord considéré.

Si, plus bas, le profil du couple se présente obliquement, comme dans la région BC (fig. 109), les filets liquides sont au contraire forcément déviés vers le bas. Mais ils rencon-

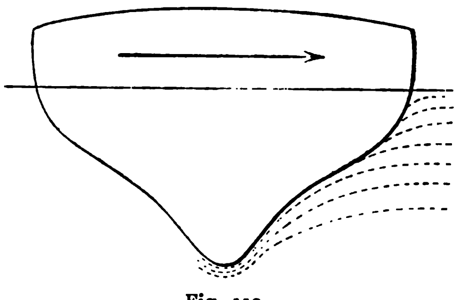


Fig. 110.

trent, dans leur déviation, les filets situés au-dessous d'eux, qu'ils poussent à passer sous la quille. Si cette quille elle-même n'est pas l'occasion d'un redressement longitudinal des formes du couple, les filets qui la baignent s'infléchiront sous elle, et tendront à remonter le long du bord au vent pour y combler le vide causé par la propulsion latérale. En même temps la masse d'eau ainsi refoulée fera place à l'excès d'eau accumulée vers la région verticale du couple, et permettra l'affaissement du bourrelet local dont nous avons indiqué la formation possible en d'autres circonstances.

La figure 110 montre le tracé d'un couple disposé comme

il vient d'être dit, avec partie droite près de la flottaison, partie inclinée ensuite, et quille peu saillante, le tout conduisant à ne donner que peu de surpression au bord sous le vent, et à diminuer la dépression au bord au vent.

A fortiori des couples tels que ceux représentés à la figure 111 rendraient-ils facile relativement le passage

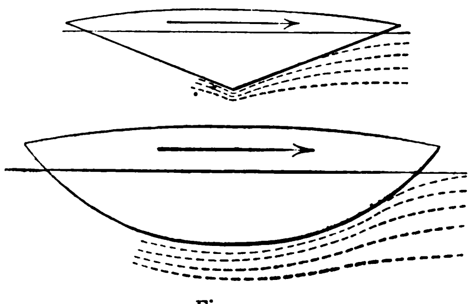


Fig. 111.

progressif des filets liquides sous le bateau. Une coque qui n'aurait que des couples dessinés de la sorte, c'est-à-dire triangulaires à angle très ouvert ou arrondis dériverait formidablement.

Pour que la résistance à la dérive soit grande, quand le bateau navigue droit, il faut donc que les couples n'y donnent que le minimum d'impulsion oblique de haut en bas aux molécules liquides. Cette condition sera remplie si le contour du couple ne contient que des lignes sensiblement verticales et horizontales.

Des couples dessinés comme ceux des figures 112 et 113 doivent conduire à un très faible angle de dérive pour des bateaux naviguant droits : l'expérience prouve en effet les qualités à ce point de vue des petites embarcations à maître couple presque rectangulaire, et d'autre part le tracé de la figure 113 est schématiquement celui des couples

des chaloupes sardinières, lesquelles dérivent très peu, à moins d'être forcées de toile, et de naviguer fort à la bande. Dans cette dernière sorte de bateaux, les filets liquides s'accumulent dans l'angle rentrant des varangues, enfermés qu'ils y sont par la résistance des couches d'eau

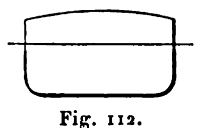


Fig. 112.

inférieures. Ils ajoutent leur action à celle des filets qui rencontrent la coque près de la flottaison, et tendent à occasionner une intumescence sous le vent du bateau. Au

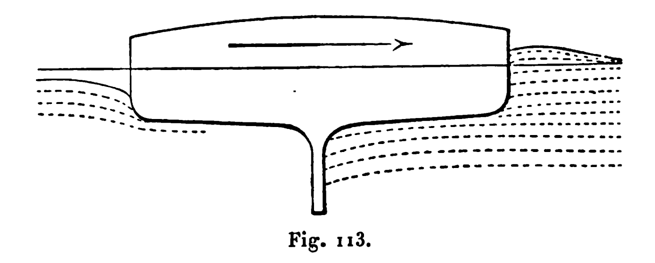


Fig. 113.

contraire pour le bord au vent, l'afflux d'eau depuis les fonds ne peut être que très faible, et vraisemblablement il se produit un infléchissement de l'eau au-dessous de son niveau normal, réduisant d'autant, sur ce bord, la pression hydrostatique générale, et produisant de ce chef une dépression favorable à la résistance transversale.

Envisageons maintenant les bateaux dans le cas le plus fréquent de leur marche sous voiles, c'est-à-dire notablement inclinés. En ce cas, les flancs des couples, en toute leur étendue, même au voisinage de la flottaison ou de la quille, participent à l'inclinaison de l'ensemble, (

tendent du côté sous le vent à conduire les filets liquides, jusque par dessous la quille. L'afflux d'eau en cette région sera donc inévitable ; reste à disposer les formes au vent de façon à ce qu'il soit le plus mal utilisé possible pour combler le vide dû à la propulsion latérale, et à ce qu'il laisse subsister la plus grande fraction possible de la dépression au vent.

S'il s'agit d'un bateau carré dans les fonds, les filets liquides, après avoir contourné l'angle des couples, auront peu à faire (fig. 114) pour se loger sous le *fond plat*, qui, lorsque le bateau est à la bande, se dispose en quelque sorte

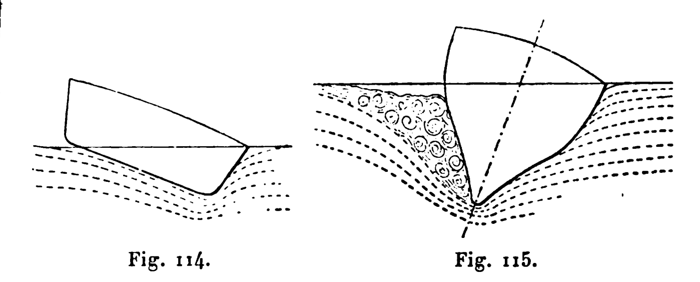


Fig. 114. Fig. 115.

comme un *flanc oblique*. Au contraire, pour un bateau à couples aigus (fig. 115), le côté au vent ne pourrait être contourné par les filets liquides que si ceux-ci subissaient une brusque déviation après le point le plus bas de leur parcours.

Il se produit forcément au vent une dénivellation et des remous, favorables à la résistance à la dérive (fig. 115).

En un mot, quand du bateau droit on passe au bateau incliné, on perd, quelles que soient les formes, le plus clair des bénéfices à attendre du bord sous le vent, mais ceci admis, il se trouve que, en ce qui concerne le côté au vent, les rôles se renversent : le couple triangulaire se trouve avoir, une fois incliné, son bord au vent sensible-

ment vertical — le couple rectangulaire s'assimile, quand il est à la bande, à un couple triangulaire de bateau naviguant droit.

La pratique confirme la supériorité au point de vue de la résistance à la dérive des bateaux à couple triangulaire même si on leur oppose des bateaux à fonds plats prolongés de longues varangues minces, comme les sardinières, bien que la varangue MN paraisse, à l'examen de la figure 116, devoir interrompre radicalement l'afflux des filets

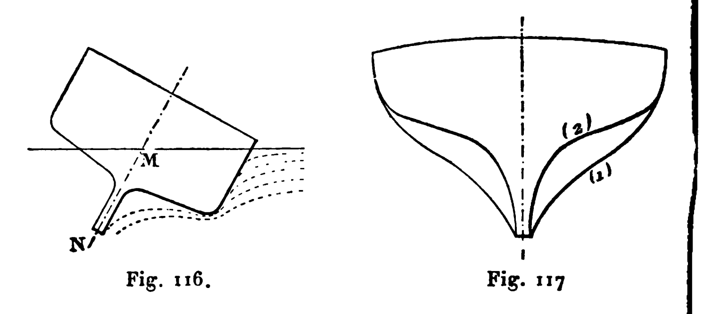


Fig. 116. Fig. 117

liquides sous les fonds. Entre divers bateaux à couples moins discontinus de tracé que les sardinières, mais diversement creusés, tels que les bateaux 1 et 2, de la figure 117, ayant même largeur et même profondeur, c'est celui dont le couple est le plus plein, c'est-à-dire le bateau n° 1 qui, autant que nous pouvons en juger par les faits expérimentaux dont nous avons été témoin, résistera le plus à la dérive.

Du reste, on remarquera que si la sardinière, ablation faite de ses varangues, redevient bateau à fonds plats, c'est-à-dire à forme triangulaire quand il s'incline, le bateau n° 2 de la figure 117 est, abstraction faite de ses varangues, bateau à couples arrondis, aussi mal conçu que possible pour résister à l'entraînement latéral. Dans l'un

et l'autre des bateaux considérés, c'est aux varangues acculées que le bateau doit à peu près tout ce qu'il possède de résistance à la dérive, et ceci est une première indication de l'efficacité des plans minces au point de vue qui nous préoccupe.

Plans minces, ou parties de la coque assimilables à des plans minces. — Nous trouvons, dans la *Théorie du Navire* de Guyou (page 172) que d'une part le coefficient K de la formule $\Phi = KB^2V^2$ varie, d'après les expériences de l'amiral Bourgois, de 3 kg. à 4 kg. 5 pour les navires de l'ancienne flotte, et que pour le plan mince, il s'élèverait à un chiffre compris entre 50 et 60 kilog. Sans partir de ces données pour hasarder des calculs dont le résultat manquerait à coup sûr de certitude, on peut conclure, si on rapproche les chiffres qu'on vient de lire du chiffre approximatif que nous avons calculé au début du présent chapitre, que le rapport de la résistance du plan mince entraîné normalement à lui-même à celle du navire dans sa marche par l'avant est encore notablement plus élevé que le rapport de la résistance latérale globale du bateau à sa résistance suivant l'axe. La résistance du plan mince doit donc, à égalité de surface, l'emporter de beaucoup sur la résistance transversale d'une partie modelée de la carène.

Cette propriété est utilisée en deux sortes de yachts : les *dériveurs* et les *bulb-keel*.

Les dériveurs (fig. 118), ou bateaux à dérive, sont, ainsi que nous l'avons exposé au chapitre XXII de notre *Architecture et Construction du Yacht*, des bateaux larges et plats, munis, suivant l'axe, d'une lame mince, oscillant autour d'un boulon qui fait charnière, et pouvant à volonté être soit immergée, soit rentrée dans l'intérieur de la coque.

Cette disposition, extrêmement ingénieuse et heureuse,

permet de réduire au minimum la surface de frottement S à toutes les allures où la dérive n'est pas à craindre, et d'autre part de donner à la surface Σ toute la grandeur requérable à l'allure du plus près. On constate expérimentalement qu'un bateau de cette espèce ne tombe pas sous

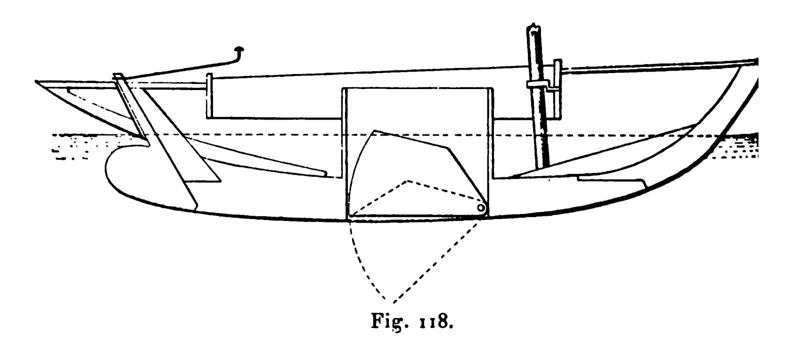


Fig. 118.

le vent d'un bateau à quille fixe, même si, après avoir affallé sa planche de dérive, il possède encore une surface de profil Σ moindre que celle du quille fixe de même maître couple. Nous avons au début du chapitre, indiqué, comme rapport raisonnable $\frac{\Sigma}{B^2} = 6$. Ce chiffre 6 se rapporte aux quilles fixes. Pour les dériveurs, il suffira de s'en tenir à $\frac{\Sigma}{B^2} = 5$, dérive basse, Σ se décomposant en deux parties, dont l'une, profil immergé de la carène proprement dite, atteindra environ 4 B^2 et dont l'autre, partie extérieure à la coque de la dérive, sera à peu près égale à B^2.

Les bulb-keel (fig. 119) que nous avons décrits au même chapitre du même ouvrage, et dont nous avons eu à parler en plus d'une place du présent traité, sont des bateaux aussi plats, aussi peu volumineux que possible,

et portant leur lest à l'extrémité d'un aileron mince. En de pareils bateaux, il y aura toujours assez de surface de dérive Σ, si grande est l'efficacité de l'aileron, lorsque celui-

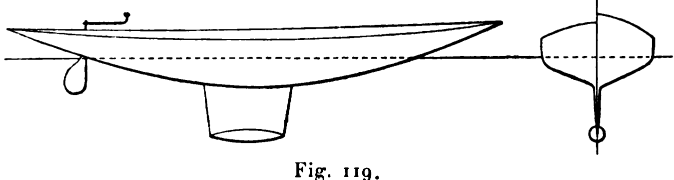


Fig. 119.

ci aura été calculé et disposé, ne fut-ce qu'en vue de son but primordial de porte-lest.

A côté des dériveurs et des bulb-keel se classent diverses embarcations à dérive fixe, ou à aileron, mais, sans lest.

En ces bateaux (fig. 120), dont on cherche à réduire autant que possible le tirant d'eau, et où l'on ne veut pas

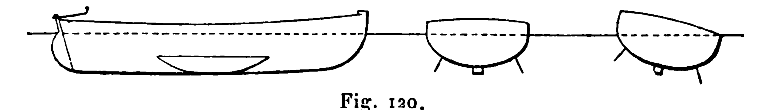


Fig. 120.

accepter les ennuis que cause une dérive mobile et sa caisse, on dispose généralement deux lames obliques symétriques, à 45° environ sur la verticale, de façon que quel que soit le bord où le bateau s'incline, il se présente toujours une des deux lames suffisamment voisine de la verticale.

Nous avons pu nous convaincre par l'expérience qu'en donnant à chacune des lames considérées une surface variant de B^2 à 1,5 B^2 on tire d'excellents résultats au louvoyage d'une coque qui, sans ailerons, se montrerait incapable de remonter le vent.

Enfin on doit encore classer dans la catégorie des plans

minces les régions très affinées qui, sur certains bateaux, avoisinent l'axe à l'avant, à l'arrière et dans les fonds, et en tous cas des tableaux d'étrave, de quille et d'étambot, et le gouvernail. Leur qualité de plan mince donne à ces régions beaucoup d'efficacité à relativement faible surface, et grâce à elle on peut corriger, ainsi que nous l'avons fait pressentir, l'insuffisante résistance qui résultera de tel ou tel choix de formes pour les parties modelées de la carène.

Soit par exemple un dériveur dont, par circonstance, on a supprimé la dérive (fig. 121). Il deviendrait par lui-

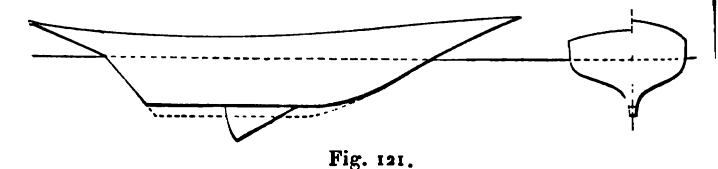


Fig. 121.

même hors d'état de louvoyer. Mais on lui rendra ses qualités à ce point de vue en lui ajoutant une fausse quille de bout en bout, pourvu que cette fausse quille l'emporte un peu en surface totale sur celle de la dérive supprimée.

Mais encore cette addition de fausse quille à poste fixe est-elle cause d'une majoration de la résistance de frottement ; aussi convient-il de n'y recourir qu'en cas d'absolue nécessité, et de la réduire au strict minimum. Quoi qu'il en soit, on trouvera dans l'aggrandissement des tableaux des pièces de charpente médiane un remède à la dérive trop grande constatée sur un bateau construit, chaque fois que ce bateau n'étant pas destiné à la régate, il sera possible de procéder à un aggrandissement de cette nature sans s'arrêter à la majoration de tonnage qu'il entraînera forcément.

CHAPITRE XXVII

CENTRES DE DÉRIVE. DÉVELOPPÉES DE DÉRIVE ET DE REMORQUE

Nous avons montré incidemment, au début du précédent chapitre, que l'*angle de dérive*, c'est-à-dire l'angle de l'axe du bateau avec la trajectoire parcourue par son centre de gravité, n'est nullement égal à l'angle que fait avec l'axe la force de propulsion sous l'influence de laquelle le bateau avance, en dérivant.

Pour simplifier l'étude du rapprochement de ces deux angles, il est commode de ramener la force de propulsion à une forme aussi simple que possible, et facile à concevoir, facile même à matérialiser : nous substituerons tout d'abord à l'action du vent sur les voiles la traction d'une remorque frappée sur la coque.

Supposons que la traction soit exercée sur la remorque, soit par des hommes ou des animaux marchant sur la rive et parcourant un chemin rectiligne, soit par un bâtiment remorqueur beaucoup plus gros que le remorqué et tel que sa route ne soit pas influencée par son rôle spécial de remorqueur. L'extrémité de la remorque parcourra la droite XX (fig. 122), et tout le système se déplacera parallèlement à XX.

Le bateau remorqué B sera en particulier entraîné dès que le régime permanent sera établi suivant une parallèle xx à XX.

La remorque aura à ce moment une direction YY et

l'axe du bateau une direction ZZ ; remorque et axe se déplaceront en restant indéfiniment parallèles à eux-mêmes.

L'*angle de dérive* est l'angle α de l'axe ZZ et de la trajectoire du centre de gravité xx.

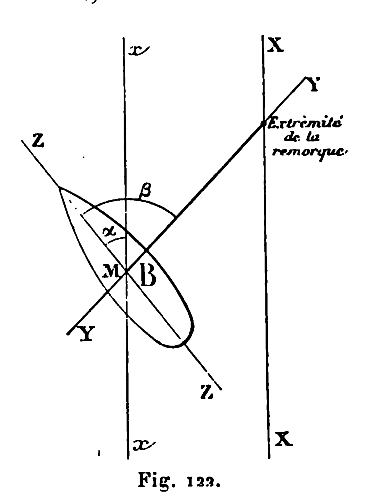


Fig. 123.

L'*angle de remorque* β est l'angle de la remorque YY et de l'axe ZZ.

La traction de la remorque fait naître une réaction de l'eau sur la coque. Puisque le régime est établi il faut évidemment que la traction et la réaction soient égales, de sens contraire, et appliquées au même point.

La force de réaction du système nous est donc donnée en position et en direction : c'est le prolongement même de la droite YY au delà du bateau.

A égalité de vitesse du système, on constate que si l'on fait varier le point de fixation M de la remorque sur le remorqué (point que pour plus de simplicité nous supposerons dans l'axe du bateau) les angles α et β varient ; mais

que, à une position donnée de M correspondent des valeurs déterminées de α et de β.

On constate de plus, expérimentalement, que quand α est égal à un droit, c'est-à-dire quand la traction de la remorque a pour effet d'entraîner le bateau transversalement à son axe, le point M se rapproche beaucoup du centre de gravité du profil immergé du bateau.

A mesure que le point M s'éloigne du point considéré, soit vers l'avant, soit vers l'arrière, la remorque se couche de plus en plus sur l'axe, et l'angle de dérive tend vers o ou 2π. Enfin, à partir de certains points limites M_0, N_0 le bateau remorqué, soit par l'avant, soit par l'arrière, reste en prolongement de sa remorque et ne dérive plus, quel que soit le point où la remorque sera tournée.

Supposons connues les directions de la trajectoire du centre de gravité et de la remorque pour divers points de fixations de la remorque : M_1, N_1, M_2, N_2, M_0, N_0. Et menons par chaque point des droites faisant avec l'axe $M_0 N_0$ des angles respectivement égaux aux angles α et β correspondant (fig. 123).

Les deux systèmes de droites considérés, auront des enveloppes, lesquelles seront des courbes symétriques par rapport à l'axe du bateau. Si celui-ci était symétrique par rapport à un axe transversal, la symétrie nouvelle s'étendrait aussi aux deux courbes enveloppes en question, et inversement, ces courbes n'ont pas d'axe de symétrie transversal pour un bateau ordinaire dont les extrémités avant et arrière sont asymétriques.

Nous appellerons l'enveloppe des droites qui font avec $M_0 N_0$ les angles α successifs *développée de dérive* ou courbe D, et l'autre enveloppe, *développée de remorque* ou courbe R.

L'axe longitudinal est tangent à chacune des développées ; il fait partie, en effet, des deux systèmes de droites considérées, puisqu'il coïncide avec la direction de la re-

morque et celle de la trajectoire, dès que la remorque est frappée depuis le point M_0 jusqu'à l'avant ou depuis le point N_0 jusqu'à l'arrière. Les deux points M_0 et N_0 sont

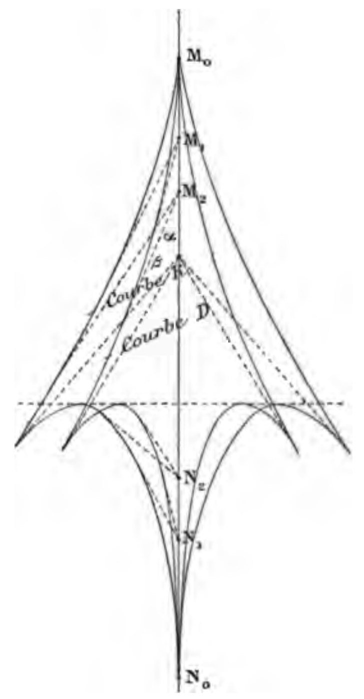


Fig. 123.

d'ailleurs les points de contact de l'axe avec les deux courbes, puisque, dès qu'on s'éloigne de l'un ou l'autre de ces points en se rapprochant du milieu du bateau, les angles α et β commencent à différer de o et de 2Π. Enfin, comme les courbes sont à la fois symétriques par rapport à l'axe et tangentes à cet axe, elles présentent des points de rebroussement en M_0 et N_0.

Si nous envisageons la branche d'une de ces courbes siiées d'un côté de l'axe, on voit que les tangentes à la ourbe coupent toujours celui-ci entre M_0 et N_0, et cepenant changent progressivement de direction depuis un ngle de 0° jusqu'à un angle de 180° avec l'axe.

Ceci n'est possible qu'à condition que les courbes préentent un point de rebroussement ou un nombre impair .e points de rebroussement, entre M_0 et N_0.

Pour bien arrêter l'esprit sur le caractère des formes ›ossibles de telles courbes, nous engageons le lecteur à *'onstruire* la courbe D, enveloppe des droites de dérive ›our le cas du plan mince rectangulaire de Joessel. Nous ıvons vu (chap. XVIII), que si un plan de cette nature de argeur L rencontre les filets liquides suivant un angle α, a distance du centre des pressions exercées sur lui à l'arête rencontrée la première par les filets liquides est lonnée par l'expression :

$$\rho = (0{,}2 + 0{,}3 \sin \alpha)\, L.$$

Or, le centre des pressions est précisément le point qu'en le présent chapitre nous désignons par la lettre M, et α est précisément l'angle de dérive.

Nous avons donc le nécessaire pour placer, par rapport ıux extrémités du plan AB, autant de droites que nous voudrons faisant avec AB les angles α successifs, et le coupant chacune au point M qui correspond à l'angle α.

Cette construction s'opère d'une façon purement graphique (fig. 124).

Pour un seul côté du plan, considéré sur la moitié de sa longueur, nous construirons d'abord le limaçon de Pascal, en nous servant de la méthode donnée au chapitre XVIII. Nous rabattrons les points H_0, H_1, H_2, H_3, etc., en M_0, M_1, M_2, M_3, etc., et par chacun de ces points, nous mènerons des droites faisant avec BA des angles égaux à

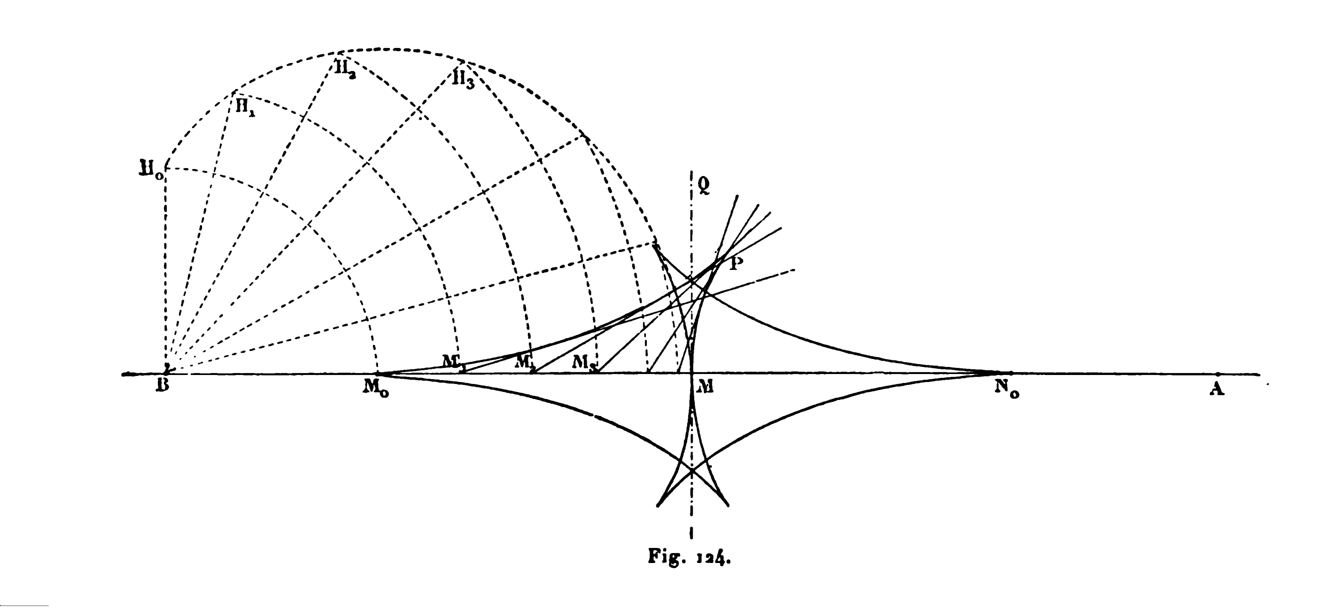


Fig. 124.

ceux que font respectivement les droites correspondantes BH_0, BH_1, BH_2, BH_3, etc., avec BH_0. Nous construirons l'enveloppe de ces droites, qu'il ne restera plus qu'à reproduire trois autres fois, par symétrie autour de BA et de la normale en M à BA pour avoir la courbe totale cherchée.

On constate en construisant cette courbe qu'elle présente un premier point de rebroussement en M_0, à une distance de B égale à 0,2 $\overline{AB}$, un deuxième point de rebroussement en P, pour un angle de dérive d'environ 50 degrés et un troisième point sur la normale en M. Elle aurait un quatrième point de rebroussement symétrique à P par rapport à cette normale puis le cinquième point en N_0, à une distance de $A = 0{,}2L$.

Enfin, le nombre total des points de rebroussement sera 8, si l'on envisage les deux branches de la courbe de part et d'autre de AB.

Quoi qu'il en soit, de l'exposé qui précède, il faut retenir en résumé ceci :

Les angles de dérive, les centres de dérive, et les angles de remorque sont, pour un bateau donné, et pour une même vitesse de ce bateau, trois éléments conjugués, et variant simultanément. L'un de ces éléments définit les deux autres, quel que soit d'ailleurs le mode d'entraînement adopté pour le bateau (sous réserve qu'il ne modifie pas à l'excès la bande). Les centres de dérive et les angles de remorque (c'est-à-dire en somme les angles que fait en divers cas la direction de la force Φ' avec le plan axial), intéressants à connaître pour le bateau sous voile, pourraient donc être établis par une série d'expériences de remorquage méthodique, à des angles de dérives variant progressivement.

Si l'on appelle *centre de dérive pour un angle de dérive donné*, le pied de la force Φ' sur le plan axial du bateau (supposé vertical, ou très peu incliné sur la verticale);

ce centre pourra être déterminé en longueur expérimentalement en fixant sur des points successifs du plan axial une remorque, jusqu'à ce que, sous l'effet de la remorque, et le régime étant établi, le bateau s'oriente, par rapport à sa trajectoire, à l'angle de dérive en question : le point de tournage de la remorque sera sur la verticale du centre de dérive cherché.

De plus, pour la vitesse du bateau pendant l'expérience, l'intensité et la direction de la réaction de l'eau sur la carène correspondant à l'angle et au centre de dérive en question seront données identiquement par l'intensité de la traction exercée sur la remorque et par la direction prise par celle-ci.

Quand l'angle de dérive est voisin de 90°, le centre de dérive est voisin du milieu de la longueur, ou tout au moins du centre de gravité du profil immergé. Plus l'angle de dérive se rapproche de 0 ou de 180°, plus le centre de dérive s'éloignant du milieu, se rapproche de deux positions limites, qui elles-mêmes, pour relativement proches qu'elles soient des extrémités, en sont encore à une distance finie, voisine, suivant toute probabilité, des deux dixièmes de la longueur ; cette distance de 0,2 L étant précisément celle des centres de dérive pour la propulsion longitudinale par l'avant ou par l'arrière, pour le plan mince de Joessel.

Enfin, les deux systèmes de droites, deux à deux conjuguées, qui représentent, pour un centre de dérive donné la direction de la trajectoire, et celle de la remorque, ont pour enveloppes des courbes à points de rebroussement, que l'on appelle *développées de dérive* et *développées de remorque*.

La connaissance de ces courbes permettrait de résoudre tous les cas particuliers du problème relatif au jeu simultané des angles de dérive et de remorque, et des positions du centre de dérive. Pour avoir le centre de dérive corres-

nt à un angle de dérive donné α, on mènerait à la
e enveloppe D (fig. 125) une tangente faisant avec
M_0 N_0 l'angle de dérive α. Le point M serait le point
ıé. Du point M on mènerait la tangente à la courbe R

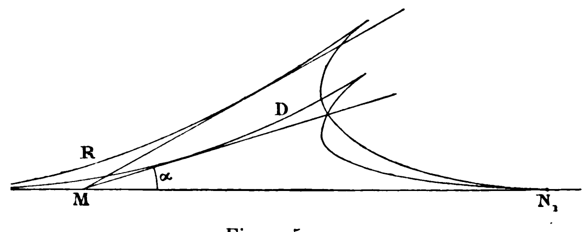


Fig. 125.

finirait la direction de la réaction de l'eau correspon-
ı l'angle de dérive α.
heureusement, on n'est pas en mesure de construire
les courbes par le calcul. Il faudrait donc, pour les
uire, recourir à la méthode expérimentale de remor-
, pour chaque bateau considéré. Si leur construc-
vait été effectuée pour une série de bateaux de types
, on arriverait probablement, par une sorte d'inter-
on, à prévoir, pour un nouveau bateau, la forme pro-
des courbes D et R. Mais pour supporter les frais
casionneraient de telles expériences, il faudrait le
urs financier, soit de nos grandes sociétés d'encou-
ıent, soit de particuliers riches : les uns et les autres
ouragent pas de la sorte l'architecture du yacht, et
eraient, le cas échéant, attacher leur nom et leur re-
le générosité à des fondations de « coupes » à courir,
e année, au plein soleil des régates.
rchitecte naval doit donc jusqu'à nouvel ordre renon-
tirer un parti quantitatif des propriétés essentielles
ourbes de dérive et de remorque, et chercher seule-

l'axe du bateau une direction ZZ ; remorque et axe se déplaceront en restant indéfiniment parallèles à eux-mêmes.

L'*angle de dérive* est l'angle α de l'axe ZZ et de la trajectoire du centre de gravité *xx*.

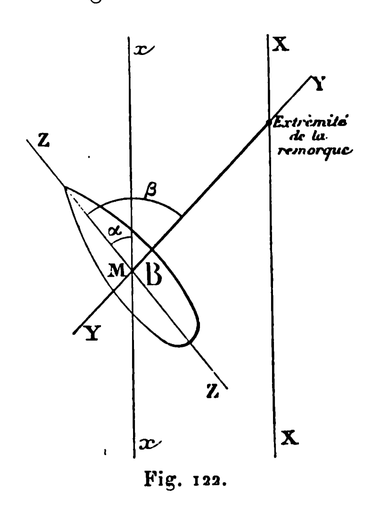


Fig. 122.

L'*angle de remorque* β est l'angle de la remorque YY et de l'axe ZZ.

La traction de la remorque fait naître une réaction de l'eau sur la coque. Puisque le régime est établi il faut évidemment que la traction et la réaction soient égales, de sens contraire, et appliquées au même point.

La force de réaction du système nous est donc donnée en position et en direction : c'est le prolongement même de la droite YY au delà du bateau.

A égalité de vitesse du système, on constate que si l'on fait varier le point de fixation M de la remorque sur le remorqué (point que pour plus de simplicité nous supposerons dans l'axe du bateau) les angles α et β varient ; mais

que, à une position donnée de M correspondent des valeurs déterminées de α et de β.

On constate de plus, expérimentalement, que quand α est égal à un droit, c'est-à-dire quand la traction de la remorque a pour effet d'entraîner le bateau transversalement à son axe, le point M se rapproche beaucoup du centre de gravité du profil immergé du bateau.

A mesure que le point M s'éloigne du point considéré, soit vers l'avant, soit vers l'arrière, la remorque se couche de plus en plus sur l'axe, et l'angle de dérive tend vers o ou 2π. Enfin, à partir de certains points limites M_0, N_0 le bateau remorqué, soit par l'avant, soit par l'arrière, reste en prolongement de sa remorque et ne dérive plus, quel que soit le point où la remorque sera tournée.

Supposons connues les directions de la trajectoire du centre de gravité et de la remorque pour divers points de fixations de la remorque : M_1, N_1, M_2, N_2, M_0, N_0. Et menons par chaque point des droites faisant avec l'axe $M_0 N_0$ des angles respectivement égaux aux angles α et β correspondant (fig. 123).

Les deux systèmes de droites considérés, auront des enveloppes, lesquelles seront des courbes symétriques par rapport à l'axe du bateau. Si celui-ci était symétrique par rapport à un axe transversal, la symétrie nouvelle s'étendrait aussi aux deux courbes enveloppes en question, et inversement, ces courbes n'ont pas d'axe de symétrie transversal pour un bateau ordinaire dont les extrémités avant et arrière sont asymétriques.

Nous appellerons l'enveloppe des droites qui font avec $M_0 N_0$ les angles α successifs *développée de dérive* ou courbe D, et l'autre enveloppe, *développée de remorque* ou courbe R.

L'axe longitudinal est tangent à chacune des développées ; il fait partie, en effet, des deux systèmes de droites considérées, puisqu'il coïncide avec la direction de la re-

morque et celle de la trajectoire, dès que la remorque est frappée depuis le point M_0 jusqu'à l'avant ou depuis le point N_0 jusqu'à l'arrière. Les deux points M_0 et N_0 sont

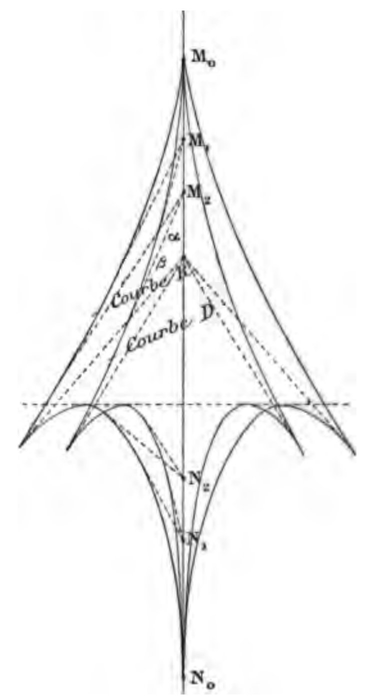


Fig. 123.

d'ailleurs les points de contact de l'axe avec les deux courbes, puisque, dès qu'on s'éloigne de l'un ou l'autre de ces points en se rapprochant du milieu du bateau, les angles α et β commencent à différer de o et de 2Π. Enfin, comme les courbes sont à la fois symétriques par rapport à l'axe et tangentes à cet axe, elles présentent des points de rebroussement en M_0 et N_0.

Si nous envisageons la branche d'une de ces courbes si-
1ées d'un côté de l'axe, on voit que les tangentes à la
ɔurbe coupent toujours celui-ci entre M_0 et N_0, et cepen-
ant changent progressivement de direction depuis un
ngle de 0° jusqu'à un angle de 180° avec l'axe.

Ceci n'est possible qu'à condition que les courbes pré-
entent un point de rebroussement ou un nombre impair
e points de rebroussement, entre M_0 et N_0.

Pour bien arrêter l'esprit sur le caractère des formes
ossibles de telles courbes, nous engageons le lecteur à
onstruire la courbe D, enveloppe des droites de dérive
our le cas du plan mince rectangulaire de Joessel. Nous
vons vu (chap. XVIII), que si un plan de cette nature de
argeur L rencontre les filets liquides suivant un angle α,
a distance du centre des pressions exercées sur lui à
'arête rencontrée la première par les filets liquides est
lonnée par l'expression :

$$\rho = (0{,}2 + 0{,}3 \sin \alpha)\, L.$$

Or, le centre des pressions est précisément le point qu'en
e présent chapitre nous désignons par la lettre M, et α est
ɔrécisément l'angle de dérive.

Nous avons donc le nécessaire pour placer, par rapport
ux extrémités du plan AB, autant de droites que nous
voudrons faisant avec AB les angles α successifs, et le cou-
ɔant chacune au point M qui correspond à l'angle α.

Cette construction s'opère d'une façon purement gra-
phique (fig. 124).

Pour un seul côté du plan, considéré sur la moitié de sa
ongueur, nous construirons d'abord le limaçon de Pas-
cal, en nous servant de la méthode donnée au chapitre
XVIII. Nous rabattrons les points H_0, H_1, H_2, H_3, etc., en
M_0, M_1, M_2, M_3, etc., et par chacun de ces points, nous
nènerons des droites faisant avec BA des angles égaux à

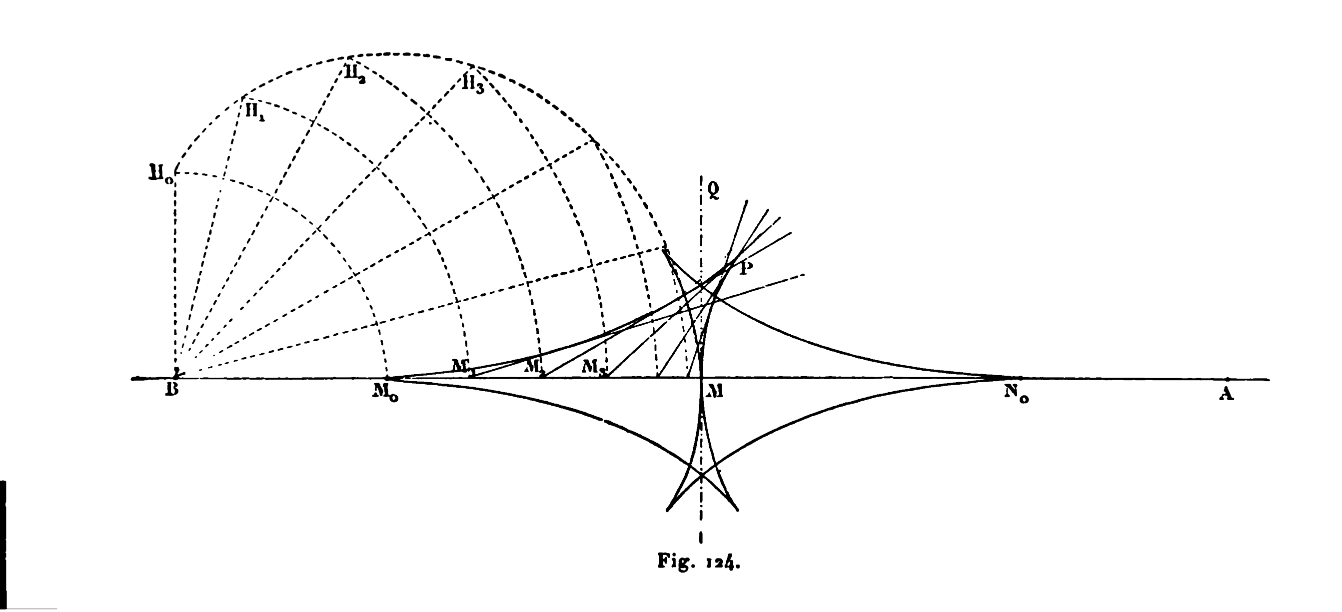


Fig. 124.

eux que font respectivement les droites correspondantes H_0, BH_1, BH_2, BH_3, etc., avec BH_0. Nous construirons enveloppe de ces droites, qu'il ne restera plus qu'à reprouire trois autres fois, par symétrie autour de BA et de normale en M à BA pour avoir la courbe totale cherchée.

On constate en construisant cette courbe qu'elle présente n premier point de rebroussement en M_0, à une distance e B égale à 0,2 $\overline{AB}$, un deuxième point de rebroussement n P, pour un angle de dérive d'environ 50 degrés et un oisième point sur la normale en M. Elle aurait un quaième point de rebroussement symétrique à P par rapport cette normale puis le cinquième point en N_0, à une istance de A = 0,2L.

Enfin, le nombre total des points de rebroussement sera , si l'on envisage les deux branches de la courbe de part d'autre de AB.

Quoi qu'il en soit, de l'exposé qui précède, il faut reteir en résumé ceci :

Les angles de dérive, les centres de dérive, et les angles e remorque sont, pour un bateau donné, et pour une ıême vitesse de ce bateau, trois éléments conjugués, et ariant simultanément. L'un de ces éléments définit les eux autres, quel que soit d'ailleurs le mode d'entraînement adopté pour le bateau (sous réserve qu'il ne modifie as à l'excès la bande). Les centres de dérive et les angles e remorque (c'est-à-dire en somme les angles que fait n divers cas la direction de la force Φ' avec le plan axial), ıtéressants à connaître pour le bateau sous voile, pourraient donc être établis par une série d'expériences de remorquage méthodique, à des angles de dérives variant rogressivement.

Si l'on appelle *centre de dérive pour un angle de dérive donné*, le pied de la force Φ' sur le plan axial du bateau (supposé vertical, ou très peu incliné sur la verticale),

ce centre pourra être déterminé en longueur expérimentalement en fixant sur des points successifs du plan axial une remorque, jusqu'à ce que, sous l'effet de la remorque, et le régime étant établi, le bateau s'oriente, par rapport à sa trajectoire, à l'angle de dérive en question : le point de tournage de la remorque sera sur la verticale du centre de dérive cherché.

De plus, pour la vitesse du bateau pendant l'expérience. l'intensité et la direction de la réaction de l'eau sur la carène correspondant à l'angle et au centre de dérive en question seront données identiquement par l'intensité de la traction exercée sur la remorque et par la direction prise par celle-ci.

Quand l'angle de dérive est voisin de 90°, le centre de dérive est voisin du milieu de la longueur, ou tout au moins du centre de gravité du profil immergé. Plus l'angle de dérive se rapproche de 0 ou de 180°, plus le centre de dérive s'éloignant du milieu, se rapproche de deux positions limites, qui elles-mêmes, pour relativement proches qu'elles soient des extrémités, en sont encore à une distance finie, voisine, suivant toute probabilité, des deux dixièmes de la longueur ; cette distance de 0,2 L étant précisément celle des centres de dérive pour la propulsion longitudinale par l'avant ou par l'arrière, pour le plan mince de Joessel.

Enfin, les deux systèmes de droites, deux à deux conjuguées, qui représentent, pour un centre de dérive donné la direction de la trajectoire, et celle de la remorque, ont pour enveloppes des courbes à points de rebroussement, que l'on appelle *développées de dérive* et *développées de remorque*.

La connaissance de ces courbes permettrait de résoudre tous les cas particuliers du problème relatif au jeu simultané des angles de dérive et de remorque, et des positions du centre de dérive. Pour avoir le centre de dérive corres-

pondant à un angle de dérive donné α, on mènerait à la courbe enveloppe D (fig. 125) une tangente faisant avec l'axe M_0 N_0 l'angle de dérive α. Le point M serait le point cherché. Du point M on mènerait la tangente à la courbe R

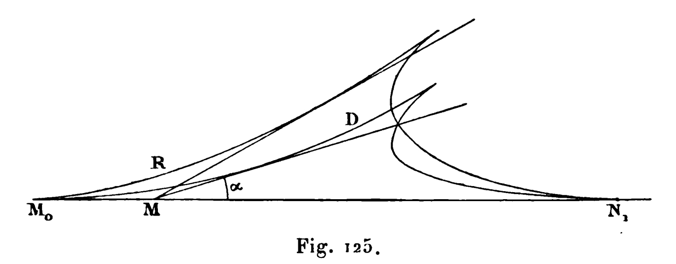


Fig. 125.

qui définirait la direction de la réaction de l'eau correspondant à l'angle de dérive α.

Malheureusement, on n'est pas en mesure de construire de telles courbes par le calcul. Il faudrait donc, pour les construire, recourir à la méthode expérimentale de remorquage, pour chaque bateau considéré. Si leur construction avait été effectuée pour une série de bateaux de types variés, on arriverait probablement, par une sorte d'interpolation, à prévoir, pour un nouveau bateau, la forme probable des courbes D et R. Mais pour supporter les frais qu'occasionneraient de telles expériences, il faudrait le concours financier, soit de nos grandes sociétés d'encouragement, soit de particuliers riches : les uns et les autres n'encouragent pas de la sorte l'architecture du yacht, et préféreraient, le cas échéant, attacher leur nom et leur renom de générosité à des fondations de « coupes » à courir, chaque année, au plein soleil des régates.

L'architecte naval doit donc jusqu'à nouvel ordre renoncer à tirer un parti quantitatif des propriétés essentielles des courbes de dérive et de remorque, et chercher seule-

ment à déduire, qualitativement, d'utiles explications à bien des phénomènes observés.

Stabilité sous remorque. — Admettons donc connue pour un bateau donné les courbes D et R, et menons-leu d'un centre de dérive M les tangentes M*m* M*l* (fig. 126).

Supposons que la remorque au lieu d'être tournée pr cisément au point M, soit tournée en un point quelconq

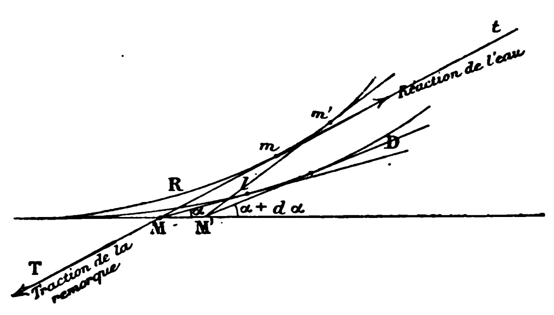


Fig. 126.

de la droite MT. Tout d'abord, rien ne sera changé à situation du système, puisque, sur un corps en équilibr on ne change pas l'action d'une force en déplaçant s point d'application sur l'étendue de sa direction. Mais l'équilibre théorique subsiste, rien ne prouve qu'il ne p sera pas, d'un moment à l'autre, de l'état d'équilibre stal à l'état d'équilibre instable.

Supposons que sous l'effet d'une influence extérieure, bateau embarde, et que l'angle de dérive varie un peu. centre de dérive se déplacera. Pour avoir sa nouvelle po tion, nous mènerons à la courbe D une tangente fais avec l'axe un angle $(\alpha + d\alpha)$, qui coupera l'axe au po cherché M′. Pour connaître la direction de la réaction l'eau qui correspond au centre de dérive M′, nous mè

rons de ce point une tangente M′ *m′* à R. Si $d\alpha$ est très petit, M′ est très voisin de M, et *m′* est infiniment voisin de *m*, à la limite se confond avec lui. Pour de petites embardées, on peut donc considérer que la réaction de l'eau pivote autour du point *m*.

Au contraire, l'action de la remorque pivote autour du point de tournage de celle-ci.

Il devient donc évident que, si le point de tournage est, sur la partie *m* MT de la droite *m*T, l'équilibre de remorquage sera stable. En ce cas, en effet, dès qu'une embardée se produit, les forces de remorque et de réaction produisent un couple qui tend à ramener les choses en leur état primitif. L'inverse se produit si le point est sur la partie *mt* de la droite : alors le couple qui résulte de l'embardée tend à la faire croître, et l'équilibre est par suite instable. Le bateau ne peut rester en cette position, et pivote sur lui-même jusqu'à ce que, du point du tournage de sa remorque, on puisse mener à sa développée R une tangente dont le point de contact soit situé en amont du dit point de tournage, par rapport au sens dans lequel la traction s'exerce.

Les divers points de la développée de remorque jouent au point de vue de la stabilité d'équilibre du remorquage le même rôle que celui joué par le métacentre au point de vue de la stabilité initiale au chavirement. Aussi donne-t-on souvent à cette courbe le nom de développée *métacentrique* de remorquage.

Influence des formes du bateau sur les développées de dérive et de remorque. — Nous venons de montrer que dans le cas du plan mince de Joessel, les développées de dérive et de remorque ont pour longueur suivant leur grand axe les 6 dixièmes de la longueur du plan.

D'autre part, si nous envisageons un flotteur construit

en forme de corps rond (fig. 127), les développées se réduiront à la projection de son axe sur un plan horizontal : dans quelque direction qu'on l'entraîne, il se présente symétriquement par rapport à un plan parallèle à la direction considérée et passant par son axe : ce plan contient donc forcément le centre des réactions de l'eau. Admettons qu'un plan arbitraire AB soit choisi pour équivaloir en ce flotteur au plan axial d'un bateau ordinaire, et déplaçons

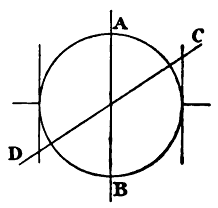


Fig. 127.

le flotteur dans une direction DC oblique à AB. Le centre de dérive sera à l'intersection du plan AB et du plan DC passant par l'axe, et par suite sur l'axe même, quels que soient les plans AB et DC.

Entre les deux limites extrêmes que nous venons de considérer, plan mince et flotteur de révolution, se placent tous les bateaux proprement dit possibles : par esprit de continuité, nous nous trouvons donc conduits à présumer que les développées croissent en longueur par rapport à la longueur du bateau supposée constante, à mesure que la largeur du bateau diminue.

Nous avons déjà dit que les développées ne sont pas symétriques par rapport à un axe transversal. Elles peuvent en particulier varier tout entières de position par rapport à la longueur du bateau.

M. Godron, depuis Inspecteur général du génie maritime, a, dans de mémorables expériences effectuées à Lo-

rient, étudié ce qui se passe, quand au plan mince de Joessel on substitue un corps matériel allongé de formes variables. Le but de ses expériences était d'étudier la stabilité des gouvernails compensés aux petits angles de barre : on sait qu'un gouvernail est dit *compensé* quand son axe d'orientation, au lieu de coïncider avec son arête avant est placé à une certaine distance en arrière de cette arête. D'après la loi de Joessel :

$$\rho = (0{,}2 + 0{,}3 \sin \alpha)\ L,$$

si la compensation du plan mince est poussée jusqu'à placer la mèche du gouvernail à une distance ρ de l'arête avant plus grande que 0,2 L, le safran tendra à tomber sur un bord en équilibre stable à un angle α, fini et tel que :

$$\sin \alpha = \frac{\rho - 0{,}2L}{0{,}3L}$$

Aussi ne pourrait-on pas pousser la compensation plus loin que 0,2L, si l'on s'en tenait au plan mince de Joessel, car il importe que le gouvernail, étant abandonné à lui-même, la barre revienne dans la position droite.

M. Godron a étudié comparativement une série de gouvernails de formes d'arrière variables, et terminés, le premier à arête vive, le second en plan mince raccordé avec le corps du gouvernail plus épais par des lignes d'eau creuses, le troisième, en ogive.

Les deux premiers gouvernails ont pu être compensés jusqu'à 0,285 L sans cesser d'être en équilibre stable pour un angle de barre nul ; le troisième, au contraire. cesse d'être stable pour un petit angle de barre, dès que la compensation dépasse 0,110 L.

Mais, pour le plan mince de Joessel, le point situé à 0,2 L en arrière de l'arête avant, et qui, si le plan mince

est envisagé comme devant servir de gouvernail, représente la position extrême à laquelle on puisse repousser la mèche vers l'arrière sans perdre la stabilité aux petits angles, est précisément, pour nous qui envisageons le plan mince au point de vue de sa propulsion dans l'eau, *le centre de dérive initial*, l'origine avant M_0 des développées de dérive et de remorque. De même, pour les gouvernails de Godron, si nous les considérons comme des

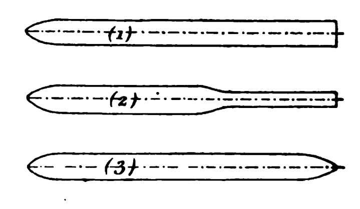


Fig. 128.

corps entraînés dans l'eau, nous devrons conclure que le point M_0 se trouve dans le cas des formes (1) et (2) repoussé à 0,285 L de l'arête avant, tandis que dans le cas de la forme (3) il vient jusqu'à 0,110, de cette arête.

Ces phénomènes qui, sur tant d'autres parmi ceux que nous avons décrits, ont l'avantage immense de se traduire par des chiffres, résultat d'expérience, donnent lieu à des explications logiques, basées sur les considérations que nous avons antérieurement émises.

Pour le gouvernail de forme (1), la façon brusque dont le safran se trouve arrêté à l'arrière par un plan normal à ses faces produit une visible succion sur l'arrière, fait entrer en jeu un système de *dépressions* qui, suivant toute évidence, devait déporter vers l'arrière tous les centres de dérive successifs.

Dans le cas de la forme (2) le plan mince de l'arrière

plus efficacement que le corps allongé de l'avant. La
›sité brusque des lignes d'eau du safran crée aussi
force de dépression qui tend à reporter l'effort sur
ère.

ι contraire, pour le gouvernail nº 3, toute dépression
ırrière cesse d'exister, à cause de la forme fine des
:s d'eau de ce côté : les lignes sont moins fines vers
nt, et c'est de l'avant que l'influence prédomine.

ur une carène modelée de bateau, le centre de dérive
'a de même aux sollicitations plus ou moins intenses
liverses régions de la coque. Si nous nous reportons
ıapitre précédent, nous y verrons par exemple que
ıvers bateaux naviguant à la bande, c'est celui dont
ouples sont triangulaires et relativement pleins qui
'era le moins, toutes choses égales d'ailleurs. Les
les triangulaires semblent donc avoir sur la résis-
: à la dérive un maximum d'effet. En conséquence, si

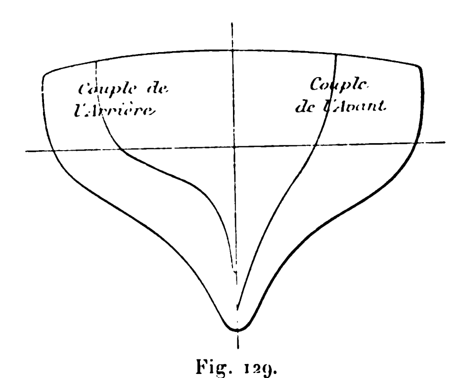


Fig. 129.

ateau a des couples triangulaires au voisinage d'une
:s extrémités, et arrondis ou rectangulaires au voisi-
: de l'autre, ses centres de dérive aux divers angles de
:e se trouveront tous relativement déportés du côté de
rémité à couples triangulaires.

Par exemple, le bateau dont la figure 129 représente le maître couple, un couple avant et un couple arrière, aura sa développée métacentrique tout entière plus de l'avant qu'un autre bateau de même maître couple, à couples avant plus creux, et à couples arrières plus pleins (fig. 130).

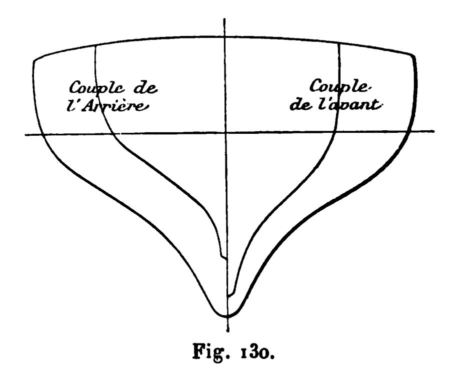


Fig. 130.

Si les deux bateaux portent la même voilure, et que le deuxième soit balancé, le premier se montrera *ardent*. Ceci est un phénomène sur lequel notre expérience personnelle nous a donné, sinon l'absolue certitude, du moins de très sérieuses présomptions.

CHAPITRE XXVIII

VARIATIONS DE LA POSITION EN LONGUEUR DU CENTRE DE DÉRIVE.

Influence de la vitesse. — On constate expérimentalement par les expériences de remorquage que, si la vitesse augmente, le bateau remorqué diverge davantage de la trajectoire parcourue par le remorqueur, jusqu'à prendre une nouvelle position de régime, pour un angle plus

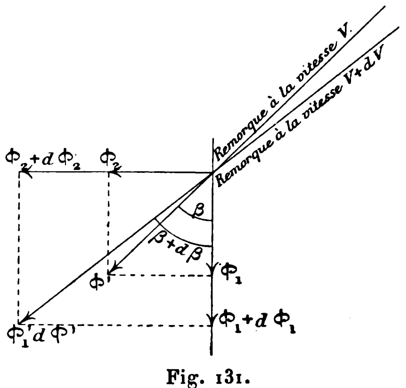


Fig. 131.

grand que précédemment. *Pour le même centre de dérive*, la direction de la force Φ' se raproche de la normale à la trajectoire parcourue (fig. 131). L'angle β restant un angle aigu, ceci ne sera possible que si la composante Φ_2 croît plus vite que la composante Φ quand la vitesse de remor-

quage augmente, sans qu'on déplace le point de fixation de la remorque.

D'autre part on constate aussi expérimentalement que les bateaux à voiles deviennent ardents quand leur vitesse augmente. Ceci conduit à préjuger que leur centre de dérive se rapproche de l'avant, par l'effet de l'accroissement de vitesse. En particulier, il est connu que pour les grands bâtiments, on fera croître l'ardeur du navire en augmentant sa voilure, même par l'établissement de nouvelles voiles à l'avant, telles que des focs : au moment où on hisse le foc, le bateau embarde un peu sous le vent, mais dès qu'il a pris son surcroît de vitesse il revient à son cap, et se montre plus ardent qu'antérieurement. Or, en ce cas le centre vélique total se trouve déplacé vers l'avant par l'addition même du foc ; en outre, le vent apparent étant plus pointu, puisque le bateau fait plus de vitesse, le centre vélique de chaque voile se transporte un peu sur l'avant. Ceci s'ajoute dans le même sens à l'influence de l'addition du foc sur la position du centre de voilure totale.

Si donc le bateau est devenu plus ardent malgré ce déplacement vers l'avant du centre de voilure, qui en se produisant seul, ferait diminuer l'ardeur, il faut absolument que le centre de dérive se soit déplacé plus encore vers l'avant que le centre de voilure.

Mais la faible variation subie par le vent apparent permet de supposer avec une approximation suffisante que la composante horizontale F′ de l'action du vent sur les voiles, lesquelles n'ont pas varié d'orientation, croît en intensité sans varier sensiblement de direction. Or, comme Φ' est, pour un état de régime, de même direction que F′ et de sens contraire, la résistance de l'eau transportée, depuis M jusqu'en M′ sur l'avant de M par l'augmentation de la vitesse, restera, en M′ sensiblement parallèle à ce qu'elle était en M. Il est donc logique (fig. 132), si l'on envisage

la développée métacentrique de remorque à la plus grande des deux vitesses considérées, que la tangente M′m' menée du point M′ à cette développée soit parallèle à la tangente Mm menée de M à la développée qui correspond à la vitesse moindre. Dans ces conditions la tangente Mm_1, qu'on lui

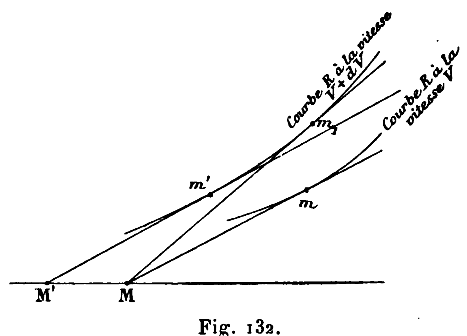


Fig. 132.

mènerait du point M, fera avec l'axe du bateau un angle plus ouvert que celui que fait avec l'axe la droite Mm.

Les deux résultats d'expérience ainsi interprétés se vérifient l'un par l'autre. Pourtant il serait fort intéressant d'étudier avec précision l'influence de la vitesse sur la position des centres de dérive, et sur la direction de la force Φ′ correspondant à un même angle de dérive, ce qui reviendrait à tracer les développées de dérive et de remorque pour un même bateau à diverses vitesses. Rien ne serait plus facile, si l'on disposait des moyens pécuniaires qu'il faut pour armer un remorqueur et un remorqué, ou pour organiser des expériences de modèles.

Influence de la bande. — Les changements de bande ne peuvent être sans influence sur la position du centre de dérive, suivant la longueur.

Et même la définition que nous avons donnée du centre de dérive, pied de la force Φ′ sur le plan axial de symétrie quand le bateau navigue droit ou sensiblement droit, cesse d'être applicable quand le bateau navigue à une forte bande, ce qui est le cas général des bateaux à voiles.

Pour une bande donnée, et supposée obtenue d'une façon définitive au moyen par exemple de poids en abord, la carène mouillée devient un corps complètement dénué de symétrie. Les développées de dérive et de remorque seront donc alors asymétriques à tous points de vue.

Mais comme la bande est non point définitive sur un bord, mais alternative symétriquement d'un bord et de l'autre ; il n'y aurait jamais à considérer qu'une seule moitié de chaque courbe, qui se reproduirait symétriquement de l'autre coté de l'axe, après virement de bord.

Nous émettons encore une fois le vœu de voir étudier par des expériences méthodiques de remorquage, dans lesquelles le remorqué serait tenu successivement à des bandes croissantes, les transformations subies, en divers types de bateau, par les développées de dérive de remorque, sous l'effet de la plus ou moins grande inclinaison du bateau.

Pour le moment, nul renseignement expérimental ne nous paraît acquis sur la matière, et l'on doit se borner aux quelques spéculations sur la nature probable des phénomènes.

Si l'on veut préjuger du plus ou moins d'ardeur d'un bateau il faut en étudier les formes non pas en flottaison droite, mais bien à la bande. C'est ce que nous avons fait déjà à la fin du précédent chapitre en examinant l'influence probable de la forme des couples sur la position du centre de dérive en longueur. Nous avons dit que ce centre serait entraîné vers l'extrémité où les couples ont un tracé propre de plus grande résistance à la traction transversale : ceci est vrai, à titre général. Mais nous avons particularisé

en spécifiant que les couples triangulaires et pleins sont ceux de plus grande résistance, et que si une des deux extrémités du bateau comporte des couples de cette forme, c'est relativement vers elle que les centres de dérive se déporteront. Ceci n'est exact que dans l'hypothèse où le bateau navigue à la bande : s'il naviguait droit, ce serait au contraire les couples à formes rectangulaires dans les hauts et acculés dans les fonds qui l'emporteraient en efficacité.

On voit donc que suivant que le bateau navigue droit ou incliné, telle série de couple d'abord d'action prépondérante devient de moindre action. En général, d'après les considérations basées sur les chemins d'eau et émises au chapitre XXIV, la préoccupation de tracer des lisses également fines à l'avant et à l'arrière, tandis que les lignes d'eau sont plus fines à l'avant et les sections longitudinales sont plus tendues à l'arrière, fait que le tracé des couples est relativement triangulaire et plein à l'avant, large à la flottaison et rapidement acculé dans les fonds à l'arrière.

Il sera donc, *à des proportions variables*, vrai pour la plupart des bateaux que les couples de l'arrière sont plus résistants à la dérive que ceux de l'avant quand le bateau navigue droit, et moins résistants quand il est à la bande. Par suite, le centre de dérive sera plus de l'arrière, pour tout bateau droit qu'il ne le serait sur un bateau hypothétique à extrémités symétriques, et plus de l'avant, pour tout bateau incliné que pour ce même bateau hypothétique.

Le fait de venir à la bande devra donc être accompagné d'un très notable déplacement vers l'avant du centre de dérive.

Or nous avons dit qu'en prenant de la vitesse un bateau à voiles devient plus ardent. Mais il ne prend plus de vitesse qu'à condition d'être forcé de toile, ce qui l'oblige à venir davantage à la bande.

Il est possible que le changement de bande soit la cause

de l'ardeur plus grande qui accompagne le changement de vitesse. Seules des expériences méthodiques de remorquage, à vitesse variable et à bandes variables, pourraient jeter une lumière nette sur ce point.

Influence de l'assiette. — L'influence de l'assiette sur la position en longueur du centre de dérive est du moins évidente ; plus le bateau s'enfonce de l'arrière plus le centre de dérive s'éloigne de l'avant, et inversement : l'addition du triangle OLL' (fig. 133) et le retranchement du

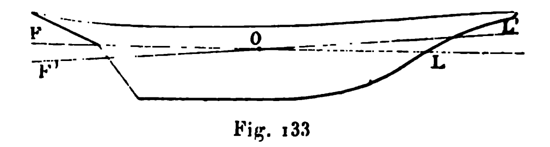


Fig. 133

triangle FOF', dans le profil du bateau, ne peuvent pas avoir d'autre conséquence que d'entraîner le centre de l'action de l'eau du coté de la majoration de surface, et en sens contraire de la diminution de surface, quand on passe de la flottaison FL à la flottaison F'L'.

Il est du reste constant, dans la pratique, qu'on rend mou un bateau balancé ou qu'on balance un bateau ardent en le faisant tomber sur l'arrière, soit par addition, soit par déplacement de poids. Inversement, si un bateau est trop mou, on obtiendra le balancement en le faisant tomber sur l'avant.

Influence du passage des vagues.— Suivant la position qu'un bateau occupe par rapport aux crêtes et aux creux des vagues, sa ligne de flottaison véritable change de forme. Tantôt une extrémité ou l'autre, ou le milieu du bateau émerge ou se trouve surimmergé.

Si, en toute sa longueur le bateau présente, au niveau

de sa flottaison moyenne, des flancs de formes analogues, offrant, à égalité de surface, même résistance à la dérive, la vitesse de propulsion transversale reste sensiblement constante. Si au contraire telle ou telle région de la coque est, proportionnellement à sa surface, beaucoup plus résistante que le reste, au moment où cette région émerge, la valeur du coefficient K_2 de la formule $\Phi_2 = K_2 \Sigma v^2$ diminue d'une façon appréciable ; Σ restât-il sensiblement constant, à cause de la surimmersion des régions autres que celle considérée, le produit $K_2\Sigma$ diminue.

Et comme la composante transversale de l'action du vent F_2 ne varie pas tout d'abord, l'état de régime, qui n'est obtenu que tant que l'on a $\Phi_2 = F_2$ cesse d'exister. Sous l'influence de la prépondérance de la force du vent, la vitesse de propulsion transversale croît de façon telle que, si le régime pouvait à nouveau s'établir, dans un si faible espace de temps, il serait obtenu pour de nouveaux éléments F'_2, Φ'_2, K'_2 et v' entre lesquels se poserait l'égalité

$$F'_2 = \Phi'_2 = K'_2 \Sigma v'^2.$$

En un mot, la vitesse *momentanée* transversale est plus grande que la vitesse moyenne, et le bateau tombe, pendant un instant, sous le vent de sa route.

Inversement, quand la région où les formes sont spécialement résistantes à la dérive subit une surimmersion, le coefficient K''_2 devient plus grand que K_2, ce qui a pour effet de maintenir un instant le bateau au vent de sa route moyenne.

D'autre part, les variations de formes subies par la surface de dérive sont forcément accompagnées de variations dans la position du centre de dérive correspondant à la route suivie. Soit D la position moyenne de ce centre, correspondant à la propulsion du bateau en eau calme (fig. 134). Quand la flottaison se trouvera par le passage des

vagues, déformée suivant l'une ou l'autre des lignes FL F″L″ le centre instantané de dérive jouera de D′ à D″.

Or, si le bateau a été balancé pour le cas de la route en eau calme, c'est-à-dire que le centre d'action de la force du

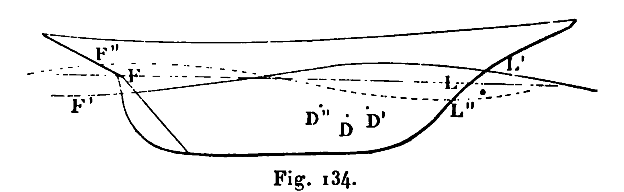


Fig. 134.

vent corresponde au point D, le bateau deviendra ardent quand le centre de dérive sera en D′ et mou quand ce centre passera en D″.

Le plus souvent ces mollesses et ardeurs successives se traduiront par des embardées équivalentes sous le vent et au vent. Mais tel n'est pas toujours le cas.

Soient (1) (2) et (3) les couples au maître, à l'arrière et à

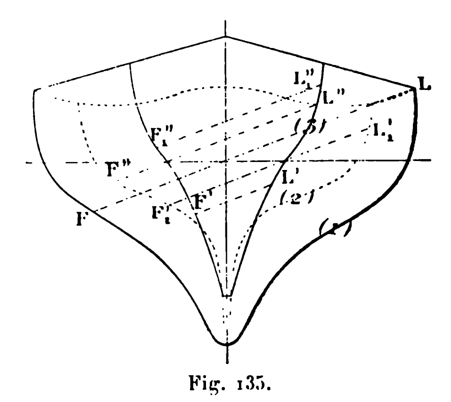


Fig. 135.

l'avant d'un bateau, qui navigue à la bande FL (fig. 135). Il résulte, à premier examen de la figure, de ce que nous

avons dit déjà en plusieurs places que dans un tel bateau, les couples de l'arrière (2) seront peu efficaces contre la dérive, puisqu'ils sont très ronds et qu'au contraire le couple triangulaire et plein de l'avant (3) aura beaucoup d'efficacité dans sa partie immergée.

Si donc le bateau change d'assiette et prend F'L' pour flottaison à l'avant,il perdra plus de ce chef au point de vue qui nous occupe qu'il ne gagnera par la surimmersion du couple (2) jusqu'à la flottaison F''L'' ; il deviendra momentanément *très mou.*

Quand,au contraire,l'arrière émerge en F',L', ce qui agit peu sur la position du centre de dérive, l'avant subit une surimmersion F''L''. Mais dans cette région, le couple (3) est le plus souvent moins résistant qu'en la région voisine de F'L'. L'ardeur plus grande en ce cas est donc moindre que la mollesse plus grande au cas précédent.

En même temps le coefficient K_2 diminue sensiblement quand l'avant émerge, et ne croît que faiblement quand le couple (2) est surimmergé.

Ainsi, à certains moments, le bateau tombe tout entier *sous le vent de sa route*, par suite de la diminution de K_2 et en même temps embarde *sous le vent de son cap* par suite de la mollesse instantanée qui survient simultanément à cette diminution.

Et pendant les autres périodes, la compensation ne s'établit pas, faute d'augmentations suffisantes de K_2 et de l'ardeur du bateau.

Le phénomène que nous venons de décrire et d'expliquer se constate visiblement sur les chaloupes sardinières bretonnes, dont les couples sont au point de vue qui nous occupe, de la même famille que ceux de la fig. 135. Quand une sardinière traverse de l'étrave une crête de lame, son avant sort de l'eau tout entier, et le bateau tombe brusquement sous le vent d'une quantité fort notable, et apprécia-

ble à l'œil pour un observateur situé sur la côte, en prolongement du trajet que suit le bateau naviguant au plus près.

En définitive, si l'on veut soustraire un bateau à l'effet perturbateur des lames sur la dérive, il faut, ou bien réaliser une certaine symétrie dans ses formes d'extrémité, ou bien enlever à l'une comme à l'autre des extrémités toute efficacité pour la résistance à la dérive, ce qu'on réalisera en arrondissant le contour des couples de l'avant et de l'arrière. Que l'une ou l'autre des extrémités, ou que les deux extrémités à la fois s'émergent ou se surimmergent, rien d'appréciable n'en résultera qui puisse agir sur la position occupée par le centre de dérive : celui-ci ne dépendra plus que de la région milieu du bateau.

CHAPITRE XXIX

STABILITÉ DE ROUTE. INFLUENCE DES POSITIONS RELATIVES DU CENTRE DE DÉRIVE ET DU CENTRE DE GRAVITÉ. INFLUENCE DES VARIATIONS DU BALANCEMENT.

Le chapitre X de notre *Voilure, navigation et manœuvre du yacht* définit avec une précision suffisante ce qu'on entend par *balancement* de la voilure, *ardeur* et *mollesse* d'un bateau. Nous y avons aussi parlé du gouvernail et de son rôle tant pour faire évoluer le bateau, que pour corriger les erreurs de balancement. Nous nous préoccuperons maintenant d'examiner les conditions que doivent remplir les divers éléments du bateau pour qu'il y ait non seulement balancement, mais encore *stabilité de route*.

La stabilité de route est la propriété que possèdent les bateaux bien étudiés de parcourir de longs trajets sensiblement rectilignes, les embardées inévitables autour de la direction moyenne du trajet se réduisant d'elles-mêmes à un minimum d'amplitude, sans qu'on ait à faire intervenir le gouvernail pour les limiter.

Cette définition montre *à priori* que pour qu'un bateau à voile ait de la stabilité de route à une certaine allure, il faut qu'il soit balancé à cette allure. (Le balancement fût-il le résultat d'une simple disposition heureuse de la voilure, ou celui d'un angle correctif de barre constant).

En effet, à défaut de balancement, les forces F' et Φ' feraient naître immédiatement un couple de pivotement et écarteraient le bateau de sa route.

Mais si le balancement est une condition nécessaire, ce ne peut être une condition suffisante : car, lorsque le bateau viendra, par l'effet d'une cause accidentelle extérieure, à changer de route, il faut encore que du jeu des forces F'et Φ' résulte un couple tendant à le ramener à son cap primitif. Alors seulement l'équilibre de la route sera un équilibre *stable* : si l'écart accidentel faisait naître un couple agissant dans le sens même de l'écart, il y aurait évidemment instabilité de route : de plus, si aucun couple ne se produisait, si le bateau *restait balancé* à sa nouvelle orientation, il serait, au point de vue qui nous occupe, en état d'équilibre *indifférent*, et non en état d'équilibre stable. Sa trajectoire affecterait la forme d'un contour brisé, et pourrait s'écarter notablement de la ligne droite moyenne que le bateau doit suivre.

D'ailleurs, si nous envisageons le bateau non plus dans un état de régime, mais bien au cours de ses embardées, le problème se complique infiniment ; l'inertie du bateau entre en effet alors en jeu. D'elle dépend en partie le plus ou moins d'effet à attendre des causes accidentelles de perturbation qui peuvent survenir.

Pour discuter avec quelque précision l'intervention de ces forces d'inertie, il faudrait être mieux renseignés que nous ne le sommes sur le jeu des forces Φ' et F' au moment des variations de la route. Nous nous contenterons donc de jeter un rapide coup d'œil sur un cas particulier aussi simple que possible : celui ou, toute force motrice extérieure supprimée, le bateau court sur son erre. Il ne subit plus alors comme force extérieure que la réaction de l'eau Φ', qui diminue progressivement, mais pourtant subsiste jusqu'à ce que son travail ait entièrement absorbé la force vive qu'avait le bateau au moment où le moteur a cessé d'agir

La force d'impulsion f résultant de la vitesse acquise doit, en chaque instant, être considérée comme appliquée au

centre de gravité du bateau, et égale à un infiniment petit près à la force de réaction Φ' qu'elle fait naître (fig. 136)

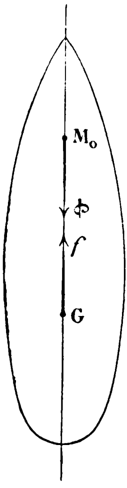


Fig. 136.

Si le bateau a été lancé suivant son axe, et si nulle force extérieure n'intervient, la route suivie restera rectiligne, car les deux forces f et Φ' ont même direction, et ont leurs points d'application tous deux sur cette direction commune.

Supposons maintenant qu'une cause perturbatrice écarte le bateau de sa direction première. La force f_1 ne varie pas de direction. Quant à la force Φ' elle se transforme en Φ'_1 (fig. 137) tangente à la développée de remorque R et passant par l'intersection M de l'axe avec la tangente à la développée de dérive D, parallèle à la trajectoire suivie.

Sous l'action combinée des forces f_1 et Φ'_1, le bateau tendra à évoluer. Si le point M, pied de la force Φ'_1, est sur l'avant du centre de gravité G (fig. 137) on voit que l'effet des deux forces tendra à exagérer l'écart angulaire entre

est envisagé comme devant servir de gouvernail, représente la position extrême à laquelle on puisse repousser la mèche vers l'arrière sans perdre la stabilité aux petits angles, est précisément, pour nous qui envisageons le plan mince au point de vue de sa propulsion dans l'eau, *le centre de dérive initial*, l'origine avant M_0 des développées de dérive et de remorque. De même, pour les gouvernails de Godron, si nous les considérons comme des

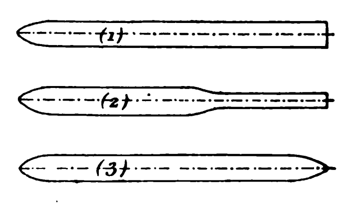


Fig. 128.

corps entraînés dans l'eau, nous devrons conclure que le point M_0 se trouve dans le cas des formes (1) et (2) repoussé à 0,285 L de l'arête avant, tandis que dans le cas de la forme (3) il vient jusqu'à 0,110, de cette arête.

Ces phénomènes qui, sur tant d'autres parmi ceux que nous avons décrits, ont l'avantage immense de se traduire par des chiffres, résultat d'expérience, donnent lieu à des explications logiques, basées sur les considérations que nous avons antérieurement émises.

Pour le gouvernail de forme (1), la façon brusque dont le safran se trouve arrêté à l'arrière par un plan normal à ses faces produit une visible succion sur l'arrière, fait entrer en jeu un système de *dépressions* qui, suivant toute évidence, devait déporter vers l'arrière tous les centres de dérive successifs.

Dans le cas de la forme (2) le plan mince de l'arrière

agit plus efficacement que le corps allongé de l'avant. La sinuosité brusque des lignes d'eau du safran crée aussi une force de dépression qui tend à reporter l'effort sur l'arrière.

Au contraire, pour le gouvernail nº 3, toute dépression de l'arrière cesse d'exister, à cause de la forme fine des lignes d'eau de ce côté : les lignes sont moins fines vers l'avant, et c'est de l'avant que l'influence prédomine.

Pour une carène modelée de bateau, le centre de dérive obéira de même aux sollicitations plus ou moins intenses des diverses régions de la coque. Si nous nous reportons au chapitre précédent, nous y verrons par exemple que de divers bateaux naviguant à la bande, c'est celui dont les couples sont triangulaires et relativement pleins qui dérivera le moins, toutes choses égales d'ailleurs. Les couples triangulaires semblent donc avoir sur la résistance à la dérive un maximum d'effet. En conséquence, si

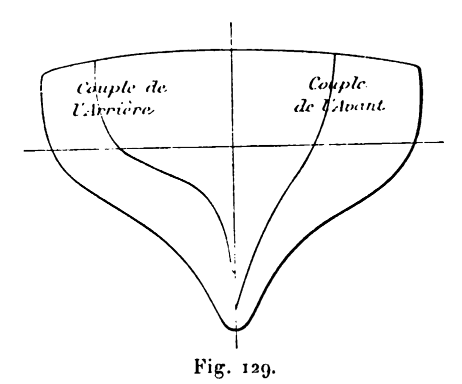


Fig. 129.

un bateau a des couples triangulaires au voisinage d'une de ses extrémités, et arrondis ou rectangulaires au voisinage de l'autre, ses centres de dérive aux divers angles de dérive se trouveront tous relativement déportés du côté de l'extrémité à couples triangulaires.

ce soit l'extrémité lestée qui se trouve en avant pendant le mouvement : le centre de gravité sera alors sur l'avant du centre des pressions.

Les flèches doivent par contre leur stabilité de route aux pennes qui reportent le centre des pressions fluides sur l'arrière du centre de gravité, celui-ci restât-il sensiblement au milieu.

Revenons au cas d'un flotteur lancé daus l'eau ; il sera difficile de lancer un aviron du quai à un bateau au mouillage, surtout si l'on présente la pelle en avant dans le sens du mouvement : on y réussira plus aisément en le lançant la poignée la première.

Quoi qu'il en soit, il faut retenir de ceci, que pour un bateau courant sur son erre, et même suivant toute vraisemblance pour tout bateau en mouvement, la distance du centre de gravité sur l'arrière du centre de dérive (lequel, dans le cas de la marche par l'avant, *même à la voile*, n'est jamais bien éloigné du métacentre de dérive initial M_0, puisque l'angle de dérive est toujours très faible) est un élément *d'instabilité de route*.

Si l'on constate un défaut de stabilité de route sur un bateau, ou un type de bateau, et qu'on se préoccupe d'y porter remède, on devra chercher à rapprocher ces deux points (et même si possible à faire passer le centre de dérive initial sur l'arrière du centre de gravité). Dans la marine de guerre nous pouvons citer comme exemple, le cas de certains garde-côtes, ou de canonnières primitivement ingouvernables, et qui ont acquis une stabilité de route fort satisfaisante soit par addition d'un plan mince à l'arrière dans l'axe, soit simplement par changement d'assiette et augmentation de différence.

Dans le yachting, nous citerons comme exemple par l'absurde la tentative faite par certains architectes navals américains au début de la construction du bulb-keel, de don-

ner de la stabilité de route à des bateaux de ce type par l'addition d'un *aileron à l'avant* (fig. 139).

Le résultat obtenu fut, on le pense bien, absolument négatif, et la tentative n'eut pas de suites. Il est au contraire possible, pour un bulb-keel, de reporter la développée métacentrique de dérive toute entière sur l'arrière du cen-

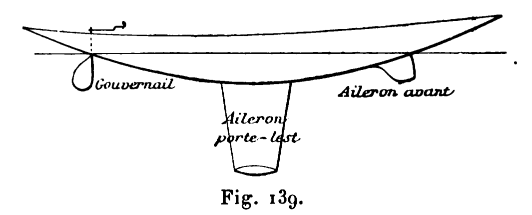


Fig. 139.

tre de gravité, et c'est avec des bateaux de ce type et ainsi disposés qu'on obtiendrait le maximum de stabilité de route.

Pour des bateaux ordinaires, les forces d'inertie joueront toujours un rôle nuisible à cette stabilité ; il faut donc, pour que la stabilité puisse être assurée, que d'autres variations de forces entrent en jeu.

Nous avons en passant montré les principales de ces causes de stabilité de route. Au chapitre XIX, nous avons fait voir comment, par le déplacement du centre de voilure qui correspond au plus ou moins d'acuité du vent apparent, le bateau tend à arriver dès qu'une cause accidentelle l'a fait se rapprocher du lit du vent, et inversement.

Le jeu du centre de dérive n'est pas moins favorable. Si le bateau s'éloigne du lit du vent, non seulement il devient ardent par l'effet du déplacement vers l'arrière de son centre de voilure, mais encore il tend à prendre plus de bande et plus de vitesse : nous avons vu au précédent chapitre que sous l'effet de l'une et de l'autre de ces causes, le centre de dérive se transportera vers l'avant, et augmentera l'ar-

deur du bateau. Devenu ardent, de balancé qu'il était, le bateau lofe, et tend, en vertu de la vitesse acquise de pivotement, à dépasser son cap initial, à se rapprocher à l'excès du lit du vent. Mais alors le centre de voilure court sur l'avant, et d'autre part, le bateau perd de la vitesse, se redresse, et fait de lui même le nécessaire pour rejeter de l'arrière son centre de dérive : il devient donc mou, et tend à abattre pour retourner à son cap initial.

Par une série d'embardées, sous le vent et au vent de ce cap, le bateau amortira donc l'effet des perturbations auxquelles il a été momentanément soumis.

CHAPITRE XXX

STABILITÉ DE ROUTE. INFLUENCE DE L'EFFET DE REMORQUAGE PAR LES VOILES

En étudiant les propriétés des développées de dérive et de remorque, nous avons montré que pour le cas effectif du remorquage la stabilité du système n'est assurée que si le point de tournage de la remorque est situé en aval, dans le sens de la force d'action, du point de contact de la force de réaction de l'eau, avec la développée de remorque.

Dans le cas de la propulsion par les voiles, on peut encore considérer que le bateau est remorqué par la force du vent : reste à voir où, au point de vue qui nous occupe, on doit considérer qu'est fixée la force d'action.

Pour le bateau en état de régime nous avons admis jusqu'ici que l'effort du vent s'obtient en composant les efforts de propulsion individuels de chacune des voiles, ceux-ci étant appliqués à des centres d'efforts supposés situés respectivement dans le plan moyen de chaque voile. La force totale du vent rencontre le plan axial de symétrie du bateau en un certain point appelé centre de voilure, et il suffit que ce dernier point corresponde en longueur au pied, sur le plan axial, de la force de réaction de l'eau ou centre de dérive, pour que, pendant l'état de régime, l'équilibre puisse se maintenir.

Au contraire, quand on envisage les changements de position de faible amplitude du bateau autour de la position qui correspond à l'état de régime, on voit tout

d'abord (fig. 140) que le point d'application instantané de la force de réaction Φ′ n'est pas au centre de dérive précédemment considérée, au pied M de la direction de Φ′ sur le plan axial, mais bien au point de contact *m* de Φ′ avec la développée de remorque R. De même en toute rigueur, le point d'application instantané de la force du vent F n'est plus au pied L′ de la droite figurative de F′ sur le

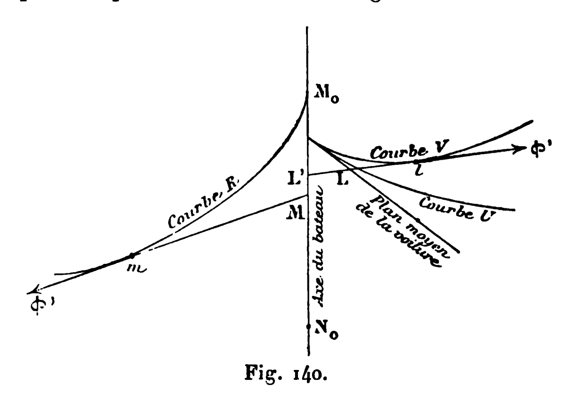


Fig. 140.

plan de symétrie ni même au pied L de cette droite sur le plan moyen de la voilure, mais bien à l'intersection *l* de la direction actuelle de F′ avec la droite qui représentera F′ après un faible déplacement du système.

Il y aurait en un mot à tracer pour une disposition donnée de la voilure, une courbe enveloppe V des actions du vent F′ sous les diverses orientations par rapport au vent.

En même temps que cette courbe, qui serait l'équivalent de la courbe R, on obtiendrait une courbe enveloppe U des directions du vent passant par les centres véliques L respectifs, qui correspondrait à la courbe D.

Ces quatre courbes V, U, R et D étant connues, il en résulterait la connaissance, en tous ses éléments, de la position de régime correspondant à la disposition donnée à la voilure.

L'axe du bateau étant M_0 N_0 et le plan moyen de la voilure étant L_0 P_0 (fig. 141), la tangente commune *ml* aux courbes R et V définit l'angle avec M_0 N_0 de l'action du vent F′ et de la réaction de l'eau Φ′. Ces forces peuvent, pour de faibles variations du système, être considérées comme appliquées respectivement en *m* et en *l*. La tangente L*u*, menée de l'intersection L de L_0 P_0 avec *ml*, à la courbe U indique la direction du vent, et la tangente M*d* menée de l'intersection M de la droite *ml* avec M_0 N_0 à la courbe D

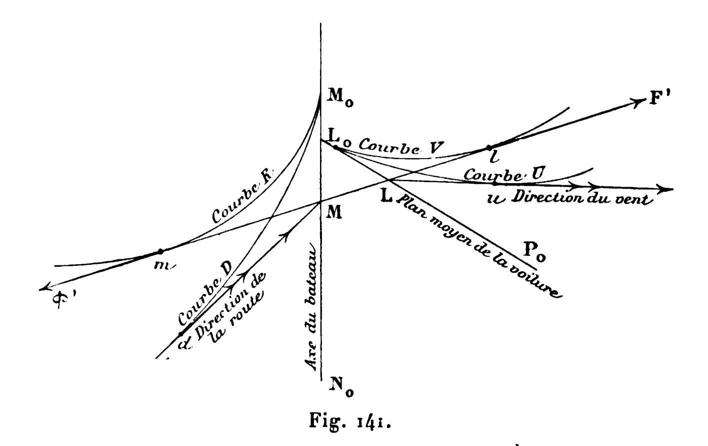


Fig. 141.

indique la direction de la trajectoire parcourue par le bateau, quand l'état de régime est établi.

Bien entendu, toutes ces considérations sont exclusivement spéculatives. La connaissance des courbes V et U ne saurait pratiquement être obtenue, et de plus ces courbes varient avec tous les états possibles de la voilure ; or, les combinaisons qu'on peut obtenir en établissant plus ou moins de toile, en orientant d'une façon ou d'une autre telle ou telle voile sont en nombre infini.

Mais, dans la limite de précision dont nous sommes for-

cés de nous contenter en des considérations de cette nature, on peut pratiquement supposer la force du vent sur chaque voile appliquée au centre d'effort, sur la surface même de la voile, pendant les faibles oscillations du bateau autour de sa position de régime et obtenir la position du centre d'action total instantané par la composition des efforts appliqués en ces divers points.

En effet, nous avons montré au chapitre XVII que la direction de la force F′, sans se confondre exactement avec la normale à la voile, est toujours très voisine de cette normale, puisque, même dans le cas où la voile est orientée très près de l'axe du bateau, la force qui en résulte étant une force de propulsion par l'avant fait encore avec la normale à la voile un angle forcément très faible. Les efforts qui s'exercent sur la voile pour les divers angles d'orientation sont donc sensiblement parallèles.

Soit L (fig. 142) la position du centre de voilure correspondant à un angle de régime α du vent par rapport à la voilure, que pour simplifier nous supposerons réduite à une seule voile carrée, assimilable au plan mince de Joëssel. En ce cas, si A est l'extrémité de la voile la première rencontrée par le vent, nous aurons :

$$AL = (0{,}2 + 0{,}3 \sin \alpha)\lambda,$$

λ étant la largeur de la voile.

Si l'angle α croît de $d\alpha$, le point L se transportera en L_1, et le centre de voilure vient en un point L′ tel que :

$$L_1L' = 0{,}3 \cos \alpha d\alpha\lambda.$$

Ajoutons et retranchons en L_1 une force égale à la force F′ qui s'exerce en L′. Le système sera alors composé d'une force F′ appliquée en L_1 (et qui ne fera que varier un peu d'intensité, mais infiniment peu de direction par rapport à celle qui s'appliquait à L pendant l'état de régime), et

d'un couple de moment sensiblement égal à 0,3 cos $\alpha d\alpha$ $F'\lambda$, puisque la direction des forces est très voisine de la normale à LL'.

Ce couple est toujours un couple de stabilité puisque de l'examen de la figure 142 il résulte qu'il tend à ramener

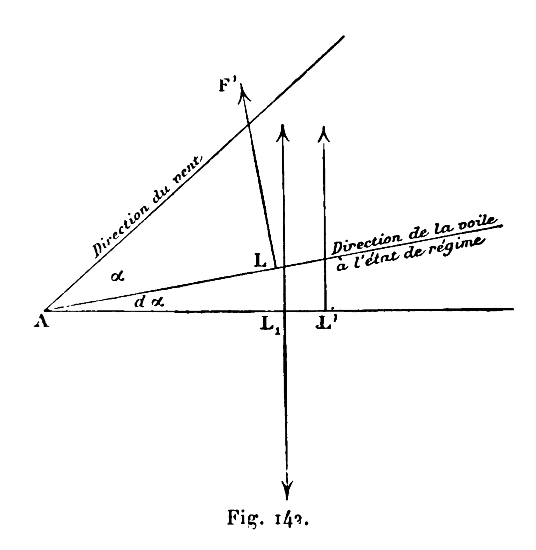


Fig. 142.

l'orientation de la voile par rapport au vent à l'angle de régime α.

D'autre part son moment est proportionnel à cos α. Il est donc d'autant plus grand que α est plus faible, c'est-à-dire que le bateau est plus voisin du plus près, est d'autant plus petit que le vent apparent est plus normal aux voiles. Pour le plein vent arrière, α est égal à $\frac{\pi}{2}$ et le moment du couple considéré s'annule. On peut en un mot, pour cette dernière allure, admettre que le point d'application de la force du vent, pendant les petites oscillations

du bateau autour de sa position de régime reste sensiblement *sur la voilure elle-même*. Aux autres allures la même hypothèse peut encore être formulée, en tenant compte d'un couple correctif, favorable à la stabilité de route.

Ceci posé, nous nous trouverons en mesure d'étudier l'influence sur cette stabilité des positions relatives des centres de l'action du vent, *considérée comme force de remorquage*, et de la réaction de l'eau.

Toutes les fois que la surface de la voilure sera située sous le vent du métacentre de remorque, il y aura *stabilité de remorquage*, et inversement, le remorquage par les voiles sera instable si ce métacentre passe sous le vent du plan moyen de la voilure.

Or, la branche de la développée R qui correspond à des amures données est toute entière au vent de l'axe ; si donc le bateau navigue à une allure petit largue ou plus près et qu'à cette allure il soit balancé, la bande même qu'il prendra fera passer sa voilure sous le vent de son axe et par suite le centre instantané d'effort du vent, sous le vent du métacentre de dérive instantané correspondant. La stabilité de route sera assurée à ce point de vue,

Au contraire, envisageons le cas du vent arrière et supposons balancée la voilure, sans intervention d'un angle de barre ; ce résultat est obtenu sur les yachts en établissant, du côté du mât opposé à la grand voile et au flèche un spinnaker de surface équivalente. On peut admettre dans ces conditions qu'au plein vent arrière, il y a balancement absolu : la force d'action F′ est appliquée suivant l'axe de l'arrière à l'avant, et la réaction Φ′ suivant l'axe de l'avant à l'arrière.

Mais le point d'application de F′ qui est dans le plan moyen de la voilure peut être considéré comme situé à l'axe du mât, c'est-à-dire, pour un côtre, au tiers environ de la longueur de la flottaison à partir de l'avant.

Quant au point d'application de Φ', il est précisément, pour cette allure où le bateau ne dérive pas, le métacentre initial de remorque M_0.

Dans la plupart des cas, M_0 est plus voisin de l'extrémité avant que le 1/3 de la longueur, et par suite se trouve *sous le vent* du point d'application de F'. Il y a donc *instabilité de remorquage par les voiles,* ou en un mot instabilité de route.

Cette instabilité est d'autant plus caractérisée que le point M_0 est plus voisin de l'avant du bateau.

Nous avons vu que la développée est d'autant plus longue que le bateau se rapproche plus du plan mince de Joëssel, ou mieux encore du gouvernail à arrière ogival de Godron.

Les bateaux qui répondent le mieux à cette définition sont les anciens yachts de course anglais, très étroits et très profonds, ayant par exemple pour caractéristique 17 ou 18 mètres de longueur, 2 m. 20 de large et 3 m. 30 de tirant d'eau.

Nous avons été à même de vérifier sur un bateau de ce type, et de cette grandeur, l'Hilma (ex Butter-Cup), une instabilité formidable à l'allure du plein vent arrière, avec le spinnaker établi.

Nous avons aussi, par des expériences de petit modèle, pu vérifier qu'on n'obtient la stabilité de route au vent arrière, en disposant une voile carrée et brassée carré sur une longue coque, qu'à la condition d'implanter le mât presque sur l'étrave.

Enfin, les côtres de formes plus larges ont moins d'instabilité de route : la prépondérance de la grand voile et du flèche sur le spinnaker tend à les maintenir ardents en permanence, tandis que l'Hilma se montrait alternativement ardente ou molle, et que ses embardées sur un bord et sur l'autre se caractérisaient avec la même violence.

ce soit l'extrémité lestée qui se trouve en avant pendant le mouvement : le centre de gravité sera alors sur l'avant du centre des pressions.

Les flèches doivent par contre leur stabilité de route aux pennes qui reportent le centre des pressions fluides sur l'arrière du centre de gravité, celui-ci restât-il sensiblement au milieu.

Revenons au cas d'un flotteur lancé daus l'eau ; il sera difficile de lancer un aviron du quai à un bateau au mouillage, surtout si l'on présente la pelle en avant dans le sens du mouvement : on y réussira plus aisément en le lançant la poignée la première.

Quoi qu'il en soit, il faut retenir de ceci, que pour un bateau courant sur son erre, et même suivant toute vraisemblance pour tout bateau en mouvement, la distance du centre de gravité sur l'arrière du centre de dérive (lequel, dans le cas de la marche par l'avant, *même à la voile*, n'est jamais bien éloigné du métacentre de dérive initial M_0, puisque l'angle de dérive est toujours très faible) est un élément *d'instabilité de route*.

Si l'on constate un défaut de stabilité de route sur un bateau, ou un type de bateau, et qu'on se préoccupe d'y porter remède, on devra chercher à rapprocher ces deux points (et même si possible à faire passer le centre de dérive initial sur l'arrière du centre de gravité). Dans la marine de guerre nous pouvons citer comme exemple, le cas de certains garde-côtes, ou de canonnières primitivement ingouvernables, et qui ont acquis une stabilité de route fort satisfaisante soit par addition d'un plan mince à l'arrière dans l'axe, soit simplement par changement d'assiette et augmentation de différence.

Dans le yachting, nous citerons comme exemple par l'absurde la tentative faite par certains architectes navals américains au début de la construction du bulb-keel, de don-

ner de la stabilité de route à des bateaux de ce type par l'addition d'un *aileron à l'avant* (fig. 139).

Le résultat obtenu fut, on le pense bien, absolument négatif, et la tentative n'eut pas de suites. Il est au contraire possible, pour un bulb-keel, de reporter la développée métacentrique de dérive toute entière sur l'arrière du centre de gravité, et c'est avec des bateaux de ce type et ainsi disposés qu'on obtiendrait le maximum de stabilité de route.

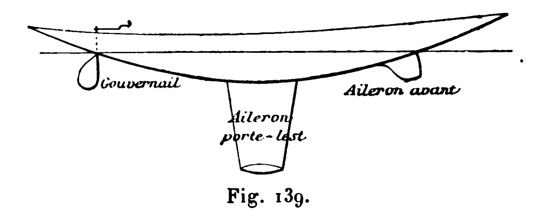


Fig. 139.

Pour des bateaux ordinaires, les forces d'inertie joueront toujours un rôle nuisible à cette stabilité ; il faut donc, pour que la stabilité puisse être assurée, que d'autres variations de forces entrent en jeu.

Nous avons en passant montré les principales de ces causes de stabilité de route. Au chapitre XIX, nous avons fait voir comment, par le déplacement du centre de voilure qui correspond au plus ou moins d'acuité du vent apparent, le bateau tend à arriver dès qu'une cause accidentelle l'a fait se rapprocher du lit du vent, et inversement.

Le jeu du centre de dérive n'est pas moins favorable. Si le bateau s'éloigne du lit du vent, non seulement il devient ardent par l'effet du déplacement vers l'arrière de son centre de voilure, mais encore il tend à prendre plus de bande et plus de vitesse : nous avons vu au précédent chapitre que sous l'effet de l'une et de l'autre de ces causes, le centre de dérive se transportera vers l'avant, et augmentera l'ar-

deur du bateau. Devenu ardent, de balancé qu'il bateau lofe, et tend, en vertu de la vitesse acquise tement, à dépasser son cap initial, à se rapproch cès du lit du vent. Mais alors le centre de voilure l'avant, et d'autre part, le bateau perd de la vites dresse, et fait de lui-même le nécessaire pour re l'arrière son centre de dérive : il devient donc mo à abattre pour retourner à son cap initial.

Par une série d'embardées, sous le vent et au v cap, le bateau amortira donc l'effet des perturbati quelles il a été momentanément soumis.

CHAPITRE XXX

STABILITÉ DE ROUTE. INFLUENCE DE L'EFFET DE REMORQUAGE PAR LES VOILES

En étudiant les propriétés des développées de dérive et de remorque, nous avons montré que pour le cas effectif du remorquage la stabilité du système n'est assurée que si le point de tournage de la remorque est situé en aval, dans le sens de la force d'action, du point de contact de la force de réaction de l'eau, avec la développée de remorque.

Dans le cas de la propulsion par les voiles, on peut encore considérer que le bateau est remorqué par la force du vent : reste à voir où, au point de vue qui nous occupe, on doit considérer qu'est fixée la force d'action.

Pour le bateau en état de régime nous avons admis jusqu'ici que l'effort du vent s'obtient en composant les efforts de propulsion individuels de chacune des voiles, ceux-ci étant appliqués à des centres d'efforts supposés situés respectivement dans le plan moyen de chaque voile. La force totale du vent rencontre le plan axial de symétrie du bateau en un certain point appelé centre de voilure, et il suffit que ce dernier point corresponde en longueur au pied, sur le plan axial, de la force de réaction de l'eau ou centre de dérive, pour que, pendant l'état de régime, l'équilibre puisse se maintenir.

Au contraire, quand on envisage les changements de position de faible amplitude du bateau autour de la position qui correspond à l'état de régime, on voit tout

d'abord (fig. 140) que le point d'application instantané
la force de réaction Φ′ n'est pas au centre de dérive pré
demment considérée, au pied M de la direction de Φ′ s
le plan axial, mais bien au point de contact *m* de Φ′ av
la développée de remorque R. De même en toute riguei
le point d'application instantané de la force du vent
n'est plus au pied L′ de la droite figurative de F′ sur

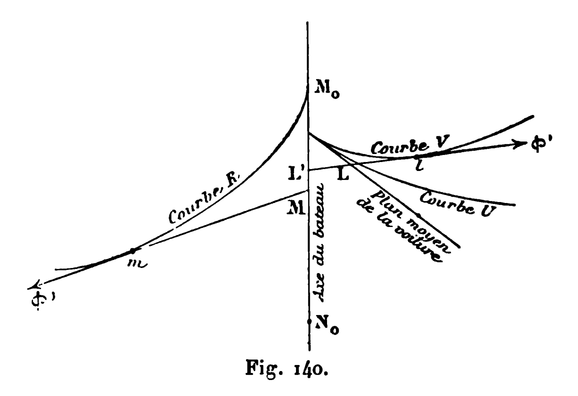


Fig. 140.

plan de symétrie ni même au pied L de cette droite sur
plan moyen de la voilure, mais bien à l'intersection *l*
la direction actuelle de F′ avec la droite qui représente
F′ après un faible déplacement du système.

Il y aurait en un mot à tracer pour une disposition do
née de la voilure, une courbe enveloppe V des actions
vent F′ sous les diverses orientations par rapport au ve

En même temps que cette courbe, qui serait l'équi
lent de la courbe R, on obtiendrait une courbe envelop
U des directions du vent passant par les centres véliq
L respectifs, qui correspondrait à la courbe D.

Ces quatre courbes V, U, R et D étant connues, il en
sulterait la connaissance, en tous ses éléments, de la po
tion de régime correspondant à la disposition donnée à
voilure.

L'axe du bateau étant $M_0 N_0$ et le plan moyen de la voilure étant $L_0 P_0$ (fig. 141), la tangente commune *ml* aux courbes R et V définit l'angle avec $M_0 N_0$ de l'action du vent F' et de la réaction de l'eau Φ'. Ces forces peuvent, pour de faibles variations du système, être considérées comme appliquées respectivement en *m* et en *l*. La tangente L*u*, menée de l'intersection L de $L_0 P_0$ avec *ml*, à la courbe U indique la direction du vent, et la tangente M*d* menée de l'intersection M de la droite *ml* avec $M_0 N_0$ à la courbe D

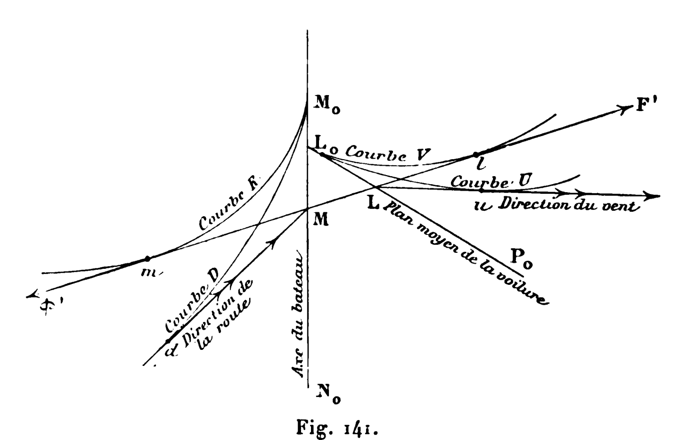


Fig. 141.

indique la direction de la trajectoire parcourue par le bateau, quand l'état de régime est établi.

Bien entendu, toutes ces considérations sont exclusivement spéculatives. La connaissance des courbes V et U ne saurait pratiquement être obtenue, et de plus ces courbes varient avec tous les états possibles de la voilure ; or, les combinaisons qu'on peut obtenir en établissant plus ou moins de toile, en orientant d'une façon ou d'une autre telle ou telle voile sont en nombre infini.

Mais, dans la limite de précision dont nous sommes for-

cés de nous contenter en des considérations de cette na
ture, on peut pratiquement supposer la force du vent su
chaque voile appliquée au centre d'effort, sur la surfa
même de la voile, pendant les faibles oscillations du b
teau autour de sa position de régime et obtenir la positi
du centre d'action total instantané par la composition d
efforts appliqués en ces divers points.

En effet, nous avons montré au chapitre XVII que la
rection de la force F′, sans se confondre exactement av
la normale à la voile, est toujours très voisine de ce
normale, puisque, même dans le cas où la voile est orient
très près de l'axe du bateau, la force qui en résulte éta
une force de propulsion par l'avant fait encore avec la no
male à la voile un angle forcément très faible. Les effo
qui s'exercent sur la voile pour les divers angles d'orie
tation sont donc sensiblement parallèles.

Soit L (fig. 142) la position du centre de voilure corre
pondant à un angle de régime α du vent par rapport à l
voilure, que pour simplifier nous supposerons réduite
une seule voile carrée, assimilable au plan mince de Joes
sel. En ce cas, si A est l'extrémité de la voile la premièr
rencontrée par le vent, nous aurons :

$$AL = (0,2 + 0,3 \sin \alpha)\lambda,$$

λ étant la largeur de la voile.

Si l'angle α croît de $d\alpha$, le point L se transportera en L_1
et le centre de voilure vient en un point L′ tel que :

$$L_1L' = 0,3 \cos \alpha d\alpha\lambda.$$

Ajoutons et retranchons en L_1 une force égale à la forc
F′ qui s'exerce en L′. Le système sera alors composé d'un
force F′ appliquée en L_1 (et qui ne fera que varier un pe
d'intensité, mais infiniment peu de direction par rappo
à celle qui s'appliquait à L pendant l'état de régime),

n couple de moment sensiblement égal à 0,3 cos $\alpha d\alpha$ puisque la direction des forces est très voisine de la male à LL'.

Ce couple est toujours un couple de stabilité puisque de amen de la figure 142 il résulte qu'il tend à ramener

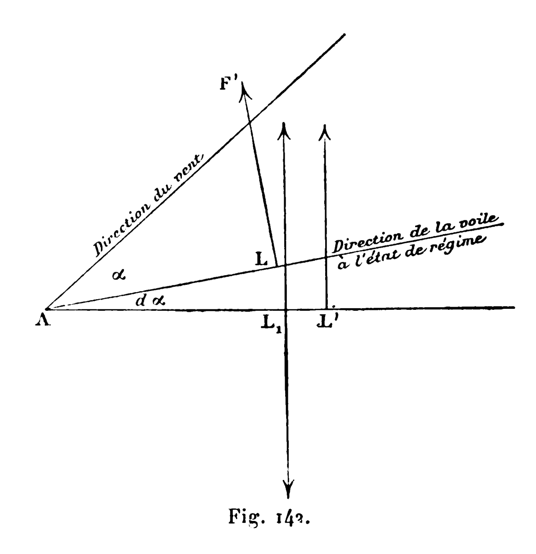


Fig. 142.

ientation de la voile par rapport au vent à l'angle de ime α.

D'autre part son moment est proportionnel à cos α. Il donc d'autant plus grand que α est plus faible, c'est-à-e que le bateau est plus voisin du plus près, est d'aut plus petit que le vent apparent est plus normal aux les. Pour le plein vent arrière, α est égal à $\frac{\Pi}{2}$ et le mont du couple considéré s'annule. On peut en un mot, ır cette dernière allure, admettre que le point d'applion de la force du vent, pendant les petites oscillations

du bateau autour de sa position de régime reste sensiblement *sur la voilure elle-même*. Aux autres allures la même hypothèse peut encore être formulée, en tenant compte d'un couple correctif, favorable à la stabilité de route.

Ceci posé, nous nous trouverons en mesure d'étudier l'influence sur cette stabilité des positions relatives des centres de l'action du vent, *considérée comme force de remorquage*, et de la réaction de l'eau.

Toutes les fois que la surface de la voilure sera située sous le vent du métacentre de remorque, il y aura *stabilité de remorquage*, et inversement, le remorquage par les voiles sera instable si ce métacentre passe sous le vent du plan moyen de la voilure.

Or, la branche de la développée R qui correspond à des amures données est toute entière au vent de l'axe ; si donc le bateau navigue à une allure petit largue ou plus près et qu'à cette allure il soit balancé, la bande même qu'il prendra fera passer sa voilure sous le vent de son axe et par suite le centre instantané d'effort du vent, sous le vent du métacentre de dérive instantané correspondant. La stabilité de route sera assurée à ce point de vue,

Au contraire, envisageons le cas du vent arrière et supposons balancée la voilure, sans intervention d'un angle de barre ; ce résultat est obtenu sur les yachts en établissant, du côté du mât opposé à la grand voile et au flèche un spinnaker de surface équivalente. On peut admettre dans ces conditions qu'au plein vent arrière, il y a balancement absolu : la force d'action F′ est appliquée suivant l'axe de l'arrière à l'avant, et la réaction Φ′ suivant l'axe de l'avant à l'arrière.

Mais le point d'application de F′ qui est dans le plan moyen de la voilure peut être considéré comme situé à l'axe du mât, c'est-à-dire, pour un côtre, au tiers environ de la longueur de la flottaison à partir de l'avant.

nt au point d'application de Φ', il est précisément, ette allure oü le bateau ne dérive pas, le métacentre de remorque M_0.

s la plupart des cas, M_0 est plus voisin de l'extré- vant que le 1/3 de la longueur, et par suite se *sous le vent* du point d'application de F'. Il y a donc *lité de remorquage par les voiles,* ou en un mot lité de route.

: instabilité est d'autant plus caractérisée que le M_0 est plus voisin de l'avant du bateau.

s avons vu que la développée est d'autant plus lon- ie le bateau se rapproche plus du plan mince de , ou mieux encore du gouvernail à arrière ogival de 1.

)ateaux qui répondent le mieux à cette définition s anciens yachts de course anglais, très étroits et ·ofonds, ayant par exemple pour caractéristique 8 mètres de longueur, 2 m. 20 de large et 3 m. 30 it d'eau.

avons été à même de vérifier sur un bateau de ce de cette grandeur, l'Hilma (ex Butter-Cup), une ité formidable à l'allure du plein vent arrière, avec iaker établi.

avons aussi, par des expériences de petit modèle, fier qu'on n'obtient la stabilité de route au vent ar- i disposant une voile carrée et brassée carré sur gue coque, qu'à la condition d'implanter le mât : sur l'étrave.

i, les côtres de formes plus larges ont moins d'ins- de route : la prépondérance de la grand voile et ie sur le spinnaker tend à les maintenir ardents en ence, tandis que l'Hilma se montrait alternative- dente ou molle, et que ses embardées sur un bord autre se caractérisaient avec la même violence.

Sur des bateaux tels que les bulb-keel, on pourrait aisément obtenir la stabilité de route à toutes les allures, puisque l'aileron étant beaucoup plus court que le bateau lui-même, le métacentre initial M_0 se trouve rapproché nettement du milieu du bateau, et peut passer sur l'arrière du mât. En tous cas, il serait facile de disposer *à l'arrière* une semelle de dérive, que, contrairement à l'usage en matière de dériveur, on immergerait d'autant plus que l'allure serait plus voisine du vent arrière.

Sur les yachts ordinaires, pour une allure largue ou grand largue, mais telle que le spinnaker ne puisse pas

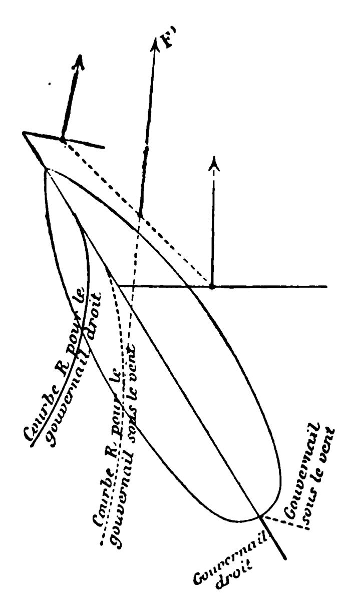


Fig. 143.

être établi, il devient impossible de réaliser le balancement par simple disposition des voiles : le centre de voilure se

trouve déporté en abord par le brasseyage de la grand voile, et la force F' qui s'exerce sous le vent et à distance de l'axe tend à faire lofer le bateau (fig. 143). On corrige cette tendance en mettant un angle de barre constant. De la réaction qui s'exerce alors sur le gouvernail résulte un déplacement vers l'arrière de la développée métacentrique de remorque, et cet effet semble, à première vue, favorable à la stabilité de route.

Par contre, les mouvements inévitables de la barre, par lesquels on corrige les embardées accidentelles, ont une influence plus importante que jamais sur la forme et la position de cette développée, et peuvent nuire beaucoup à la stabilité. De plus, l'angle de barre correctif moyen qu'on a dû accepter a un effet fâcheux sur la vitesse. Peut-être à l'aide d'une dérive additionnelle à l'extrême arrière arriverait-on à diminuer notablement l'amplitude de cet angle de barre : il se pourrait, à la limite qu'en reportant assez loin la developpée R sur l'arrière, en rendît possible la condition du balancement, à savoir l'existence d'une tangente à cette développée menée depuis le centre d'action de la force F'. L'expérience serait des plus intéressantes à tenter.

En tous cas, il y a avantage, sur la plupart des bateaux, à faire reculer le centre de dérive dès qu'on abandonne l'allure du plus près ou du petit largue, et pour réaliser autant que faire se peut ce désideratum, la pratique élémentaire du yachting conduit à faire asseoir tout l'équipage le plus possible sur l'arrière du bateau, dès qu'on laisse porter plus loin que le largue.

CHAPITRE XXXI

STABILITÉ DE ROUTE. RÉSISTANCE AU MOUVEMENT DE ROTATION AUTOUR D'UN AXE VERTICAL. INFLUENCE DU MOMENT D'INERTIE.

Résistance d'un plan mince à la rotation autour d'un axe vertical. — Soit Σ la surface d'un plan mince rectangulaire immergé, vertical et tournant autour d'un axe vertical YY situé dans le plan (fig. 144). Soit l la distance de

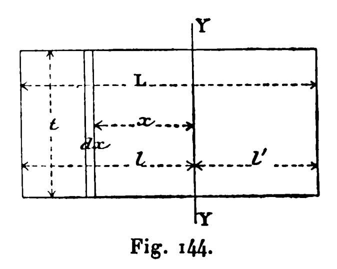


Fig. 144.

l'axe à une des extrémités du plan, l' sa distance à l'autre extrémité, posons $l + l' = L$; soit t la hauteur constante du plan. Soit enfin ω la vitesse angulaire de rotation autour de l'axe YY.

Tous les éléments d'une tranche verticale de largeur dx, située à une distance x de l'axe sont animés d'une vitesse normale au plan égale à ωx. La résistance de l'eau sur la tranche tout entière est donc égale à $Ktdx \times (\omega x)^2$.

Le moment de la résistance, par rapport à l'axe consi-

déré est $Ktdx\,(\omega x)^2 \times x$ et enfin le moment total par rapport à l'axe de rotation est :

$$Q = Kt\omega^2 \int_{-l'}^{+l} x^3 dx$$

$$= Kt\omega^2 \frac{l^4 + l'^4}{4}$$

On voit que le moment résistant varie, suivant tion de l'axe YY par rapport au plan. Le minii moment correspond au cas où l'axe est au mili longueur.

Alors :

$$l = l' = \frac{L}{2} \qquad l^4 + l'^4 = \frac{L^4}{8}$$

et :

$$Q = \frac{Kt\omega L^4}{32} = \frac{K\Sigma\omega L^3}{32}$$

De cette expression résulte qu'à *surface égale*, tance qu'un plan mince oppose à un mouvement tion dans l'eau autour d'un axe passant par so croît comme le cube de sa longueur.

Résistance d'un flotteur modelé. — Si nous d'un plan mince à un flotteur de formes model verrons le problème se compliquer notablement. bord, l'influence des frottements entre en jeu, ca ments de la carène ne restent pas, dans le mo normaux à leurs trajectoires. De plus le coefficie lequel, dans l'expression précédente, il convenait plier uniformément la surface et le carré de la chaque élément pour obtenir sa résistance à l'entr dans l'eau, cesse de pouvoir encore être considéı constant d'un point à un autre du flotteur, à ca

·iée suivant laquelle la surface de la carène est,
.verses régions, disposée au point de vue de la
e transversale à la dérive.

ıous bornerons donc à retenir de la loi du pivote-
plan mince que, entre deux bateaux de formes
les, ou tout au moins suffisamment comparables,
ınce au pivotement croît *sensiblement* comme le
la longueur, et nous allons examiner au surplus
ɔl sens les variations du tracé de la carène influent
résistance.

avons montré, au chapitre XXVI, que, dans le cas
aînement transversal, c'est surtout dans des plans
ː à l'axe de symétrie que se dessinent les chemins
ˀeci se retrouvera encore suivant toute vraisem-
lans l'entraînement de pivotement, qui n'est en
ɋu'un entraînement transversal à vitesse et à sens
s suivant la position en longueur des tranches con-
.

ırmes des couples aux diverses étendues de la ca-
lueront donc essentiellement sur la résistance au
ent : les couples arrondis seront de résistance ex-
ɜnt faibles. Les couples triangulaires deviendront
ts dès que le bateau prendra de la bande, et pré-
au vent une muraille pleine et verticale. Enfin,
ır les plans minces que le coefficient K de résis-
ır rapport à l'aire immergée atteindra son maxi-

n veut faire croître la résistance générale du bateau
tement, on sera naturellement conduit d'abord à
r la longueur absolue, ensuite à placer le plus
ssible de l'axe de pivotement, lequel est dans la
des cas sensiblement au milieu, des surfaces dis-
le façon à présenter une résistance propre éner-

Un bateau long et terminé par des plans minces étendus, ou bien par un plan mince à l'arrière et par des couples triangulaires à l'avant (fig. 145) pivotera difficilement autour d'un axe passant par son milieu, même si son

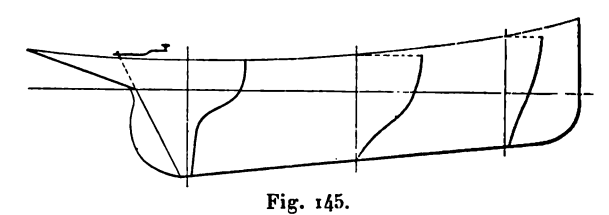


Fig. 145.

maître couple et tous les couples de sa tranche médiane sont de forme arrondie.

Par contre, un bateau, même très long, mais terminé par des couples arrondis, n'ayant de régions résistantes à la dérive qu'en son milieu pivotera facilement. Tel sera le cas d'un bulb-keel (fig, 146). La moindre cause d'embar-

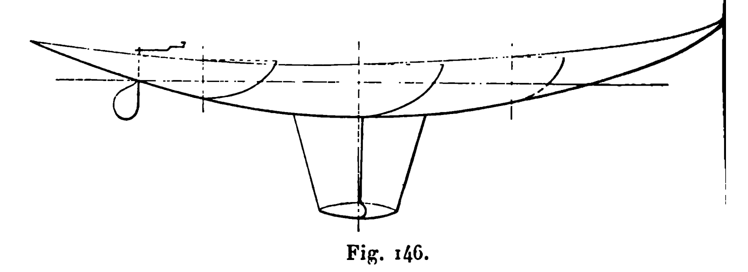


Fig. 146.

dée, agissant sur un tel bateau tend, *si nul effet extérieur ne la combat*, à occasionner un écart très étendu entre le cap où l'embardée cessera et le cap primitif. C'est d'ailleurs vraisemblablement pour atténuer cette fâcheuse tendance que certains architectes navals américains ont cherché ainsi que nous l'avons dit à l'avant dernier chapitre, à

augmenter la résistance au pivotement par l'addition d'un plan mince ou aileron à l'avant. Nous avons montré d'ailleurs que l'amélioration réalisée de ce chef était plus que compensée par l'inconvénient produit par cette disposition et consistant en le transfert vers l'avant de la développée métacentrique de remorque, transfert d'où résulte une instabilité de principe dans l'équilibre de route.

Influence de la masse sur les embardées. — D'après un théorème connu de mécanique, quand un corps se trouve soumis à une série de formes extérieures, son mouvement peut se décomposer en une translation et une rotation. La translation s'opère comme si toute la masse était concentrée au centre de gravité du corps, et qu'en ce point fussent appliquées des forces parallèles à toutes les forces qui agissent sur le corps. D'autre part, la rotation s'opère autour du centre de gravité, et le produit de l'accélération angulaire par le moment d'inertie du corps est égal à la somme algébrique des moments des forces extérieures par rapport à un axe passant par le centre de gravité.

Envisageons un bateau à l'état de régime, c'est-à-dire soumis à un système de forces de résultante nulle. Les forces propulsives, en particulier, sont toutes horizontales, et nous pouvons n'envisager qu'elles. S'il se produit une force horizontale momentanée de nature à troubler cet état de régime, et si nous appelons m le moment de cette force par rapport à un axe passant par le centre de gravité, le bateau prendra une accélération de rotation $\frac{d\omega}{dt}$, autour de cet axe, telle que I étant son moment d'inertie, c'est-à-dire la somme des produits des masses de tous ses éléments par le carré de leur distance à l'axe, on ait :

$$I \frac{d\omega}{dt} = m$$

L'accélération, et par suite la vitesse angulaire sera donc d'autant plus faible que le moment d'inertie sera plus fort.

D'autre part. si la force perturbatrice persiste assez longtemps, le mouvement de pivotement s'accusera, en un temps plus ou moins long. Soit ω_1 la vitesse angulaire en un instant donné de ce mouvement. La résistance de l'eau à la rotation du bateau autour d'un axe vertical aura un moment dont la grandeur dépendra du carré de ω_1, de l'étendue du plan de dérive, du cube de la longueur immergée, et surtout de la nature du tracé de la carène.

Ce moment s'ajoutera *algébriquement* au moment de la force perturbatrice, mais agira en sens contraire. Si pour simplifier l'exposé, nous admettons que les moments des forces de propulsion et de résistance à la propulsion continuent à avoir une somme algébrique nulle, nous pouvons écrire, pour caractériser l'accélération angulaire lorsque la vitesse angulaire est ω.

$$I \frac{d\omega}{dt} = m_1 - M$$

m_1 étant le moment actuel de la force perturbatrice et M étant le moment de la résistance de l'eau au pivotement.

Dès que M sera devenu aussi grand que m_1, la vitesse angulaire cessera de croître.

Enfin, si la force perturbatrice s'annule, seul le moment (—M) restera en jeu, et sous son influence, l'accélération angulaire deviendra négative, c'est-à-dire que la vitesse angulaire diminuera, pour s'annuler lorsque le travail résistant du couple de moment (—M) sera devenu égal au travail moteur emmagasiné du couple de moment m_1.

La grandeur de l'accélération négative :

$$\frac{d\omega}{dt} = -\frac{M}{I}$$

sera d'autant plus petite que le moment d'inertie I sera plus grand. Elle sera d'autant plus grande que, proportionnellement au carré de la vitesse angulaire rémanente, le moment M sera plus grand, c'est-à-dire que le bateau sera plus résistant au pivotement.

Influence de la résistance au pivotement et de l'inertie du bateau sur la stabilité de route. — Ainsi d'une part la grandeur absolue du moment d'inertie du bateau par rapport à un axe vertical passant par son centre de gravité (c'est-à-dire situé près du milieu du bateau) ralentira la manifestation par un commencement d'embardée de l'effet des influences perturbatrices de la route qui pourront se rencontrer ; de l'autre, si la force perturbatrice est assez énergique et prolongée pour que l'embardée commence, cette même grandeur du moment d'inertie influera comme une cause d'augmentation de l'angle d'écart entre la route initialement suivie et le cap tenu par le bateau à la fin de l'embardée.

Au contraire, la résistance plus ou moins grande du bateau au pivotement autour d'un axe vertical, interviendra toujours de la même façon, à partir du moment où l'embardée commence à s'accuser. Plus cette résistance sera grande, plus tôt le bateau résistera efficacement à la force perturbatrice, et plus tôt aussi il s'arrêtera dans son écart angulaire avec sa route initiale après disparition de la force perturbatrice.

Des bateaux longs, étroits mais très profonds et volumineux comme les anciens yachts anglais ont à la fois beaucoup de moment d'inertie, et une grande résistance au pivotement. Ils seront donc en mesure de résister victorieusement aux *faibles* causes de perturbation de la route. En revanche, les influences perturbatrices énergiques et prolongées leur feront subir des embardées violentes malgré

leur résistance considérable au pivotement, à cause de leur grand moment d'inertie.

Des bateaux tels que les bulb-keel modernes qui ont un moment d'inertie considérable *par rapport à leur faible déplacement*, à cause de l'étendue de leurs extrémités en porte à faux au-dessus de l'eau, mais qui par contre n'ont qu'un plan de dérive insignifiant et concentré au milieu de la longueur, embarderont assez facilement, à la moindre cause extérieure, et auront de très grandes embardées sous les influences perturbatrices de la route énergiques.

Des bateaux relativement larges, mais à extrémités résistantes à la dérive, sont à ce point de vue les plus favorisés : ils embarderont sans doute, mais dès qu'ils auront pris une vitesse suffisante de pivotement, ils seront ralentis par leur résistance propre, sans que leur moment d'inertie soit assez énergique pour les entraîner bien loin. (Il est en effet à peine utile de faire remarquer qu'à déplacement égal, le moment d'inertie d'un bateau large est sensiblement moindre que celui d'un bateau long).

Il est bien évident d'ailleurs que la simplification d'exposé que nous nous sommes permise et par laquelle nous n'avons considéré, pendant toute la durée de l'embardée, que le moment de la force perturbatrice et celui de la force de résistance au pivotement est généralement contraire à la réalité des faits. Les précédents chapitres ont montré en effet que la stabilité de route sous voiles consiste dans l'intervention automatique de couples s'opposant à l'embardée, dès le moment où elle se manifeste.

Pour les bateaux à vapeur, la plupart des forces antagonistes que nous voyons naître dans le cas du bateau à voile, quand le régime de la route est troublé, ne se retrouvent plus, et c'est pourquoi de bons auteurs font consister la stabilité de route, en ce cas, exclusivement dans le plus ou moins de résistance au pivotement.

Néanmoins, il nous semble qu'on ne devrait en aucun cas faire abstraction de la position de la développée métacentrique de remorque par rapport à la longueur du bateau. Même pour un vapeur, ce n'est pas indifféremment qu'il faudra augmenter le plan de dérive pour améliorer la stabilité de route : c'est vers l'arrière et non vers l'avant qu'il faudra, dans ce but, opérer l'addition d'un plan mince, sous peine de s'exposer à de très sérieux mécomptes.

CHAPITRE XXXII

DU GOUVERNAIL

L'action du gouvernail entre essentiellement en jeu en matière de stabilité de route, car si ses déplacements ne sont pas l'effet d'un automatisme propre au bateau, ils résultent de la volonté du barreur, laquelle n'est qu'un reflexe des commencements d'embardées constatés.

Dès que le bateau s'écarte de la route qu'on veut lui faire suivre, on met d'instinct la barre pour l'y faire revenir. L'action de l'eau sur le safran produit alors un moment μ en sens contraire du moment m de la force perturbatrice, et du même sens que le moment M de résistance au pivotement.

Abstraction faite du moment des forces antagonistes, l'équation de l'accélération angulaire devient alors non plus, comme dans le cas où la barre est supposée libre :

$$I \frac{d\omega}{dt} = m - M$$

mais bien :

$$I \frac{d\omega}{dt} = (m - M) - \mu$$

La vitesse d'embardée décroît dès que :

$$\mu \geqq m - M$$

et comme l'action du gouvernail peut être très énergique, l'embardée peut être de la sorte très limitée.

D'autre part, dès que l'embardée a atteint son maximum d'amplitude, la force perturbatrice étant supposée disparue, le moment — μ du gouvernail tend, avec la grandeur qu'il a en cet instant, à ramener le bateau à sa route de régime.

Le problème qui se pose alors n'est qu'un cas particulier du problème général des évolutions, lequel consiste à obtenir un changement de cap d'une amplitude donnée par l'action du gouvernail.

Nous continuerons, pour plus de simplicité, à admettre que pendant que le gouvernail agit, les seules forces en jeu sont d'une part la réaction de l'eau sur le safran, de l'autre la résistance propre au pivotement de la carène.

Le moment μ de la réaction sur le gouvernail est assimilable au moment m de la force perturbatrice de la route que nous envisagions précédemment : l'équation de l'accélération est toujours :

$$\mathrm{I}\frac{d\omega}{dt} = \mu - \mathrm{M}.$$

Tout d'abord, nous voyons que l'accélération angulaire sera d'autant moindre que le moment d'inertie du bateau sera plus considérable. Au début du mouvement, alors que M est encore très faible, elle sera proportionnelle à l'énergie du moment μ, lequel résulte évidemment à la fois de la vitesse du bateau, de la grandeur du gouvernail, de la distance du centre de gravité du bateau au centre d'effort sur le safran, et enfin de l'angle de barre.

Ensuite, le moment résistant M prend naissance, et de sa plus ou moins grande intensité résulte une diminution progressive de l'accélération angulaire.

Si l'angle de barre reste constant, il arrivera un moment où l'on aura :

$$\mu = \mathrm{M}.$$

, dans l'hypothèse simplifiée où nous nous sommes ·

$$\frac{d\omega}{dt} = o.$$

à-dire que la vitesse angulaire de rotation reste te, le travail moteur du gouvernail étant exacte-sorbé par le travail résistant de la carène.

finitive, plus grand est le moment d'inertie autour e vertical passant par le centre de gravité, plus le est lent à obéir, toutes choses égales d'ailleurs, à de sa barre. Plus il est résistant au pivotement, et te aussi sera son évolution, ce qui était d'ailleurs *a priori.*

récédent chapitre nous avons montré que la gran- la résistance au pivotement, considérée comme e limitatrice des embardées, peut passer pour un important et heureux de la stabilité de route. oyons ici par contre que cette même grande résis- tervient comme une cause fâcheuse de retard dans utions.

ien on acceptera de ne pas augmenter l'angle de t en ce cas on évoluera lentement, on fera interve- ouvernail d'une façon prolongée. — Ou bien on obtenir malgré tout une évolution rapide, en fai- ître μ pour tenir compte de la grande valeur de M. en un cas comme dans l'autre, l'application soit ée d'un angle de barre modéré, soit courte d'un e barre accusé, sera une cause inévitable de perte de vitesse : ainsi que nous l'avons fait ressortir au X de notre deuxième volume, la position oblique n fait naître en effet une composante longitudinale tance à la marche, qu'il importe de réduire le plus e.

Ainsi, l'intensité relative de la résistance au pivotement, par le fait qu'elle oblige à faire croître l'énergie d'action du gouvernail, ou à prolonger la durée des évolutions, est une cause indirecte de perte de vitesse.

On voit donc bien que c'est mal à propos qu'on chercherait uniquement là une source de stabilité de route, et qu'il y a tout avantage à obtenir cette stabilité par le jeu des forces antagonistes qui naissent en même temps que le début des embardées, de façon à pouvoir conserver une résistance de pivotement modérée, et obtenir par suite une grande facilité d'évolution.

Quoi qu'il en soit, si nous revenons au changement de route qui résulte de l'action de la barre, et si nous considérons ce changement de route depuis son commencement jusqu'à l'instant où la route nouvelle qu'on voulait suivre est devenue celle que l'on suit, nous voyons que le travail moteur du gouvernail est pendant ce laps de temps égal au travail résistant de l'eau, puisque avant l'origine et après l'achèvement du mouvement, nulle force extérieure, de pivotement ou de résistance n'est en jeu.

Pour mieux saisir la nature des phénomènes, portons en abscisse sur une droite OX (fig. 147) des longueurs

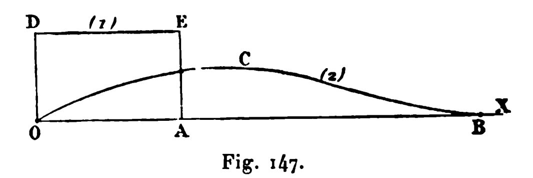


Fig. 147.

proportionnelles aux angles, et représentons par les ordonnées des courbes 1 et 2 les moments d'action μ et de résistance M.

Ainsi que nous l'avons montré en divers chapitres de la première partie, à l'occasion des courbes de stabilité, les

aires des courbes 1 et 2 représenteront respectivement les travaux des forces dont les moments sont μ et M. Supposons d'abord (fig. 147) que la barre soit mise brusquement à un certain angle, et laissée immobile jusqu'à ce que l'embardée ait atteint la valeur OA, puis ramenée droite et laissée libre. La courbe (1) affectera la forme d'un rectangle. Quant à la courbe 2, elle affecte une forme convexe, et son extrémité B indiquera l'angle d'embardée où le bateau s'arrêtera, l'aire OCB étant égale à l'aire ODEA.

Admettons que la route à suivre soit caractérisée par le point F (148). On voit qu'alors il faudra faire revenir le

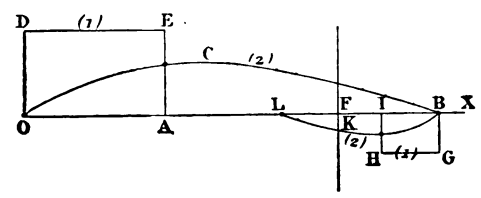


Fig. 148.

bateau sur lui-même. Pour cela on mettra la barre à un certain angle, moindre, sur le bord opposé, et l'on fera naître un travail moteur en sens contraire, de grandeur caractérisée par l'aire BGHI, lequel sera absorbé par la réaction de l'eau, quand le bateau sera parvenu en L, l'aire BKL étant équivalente à l'aire BGHI. Il faudra à nouveau mettre la barre du même bord qu'initialement, et ainsi de suite, jusqu'à ce que, par embardées successives décroissantes, on soit arrivé à placer définitivement le bateau au cap F.

Bien évidemment, on n'attendra pas que la première embardée se soit limitée d'elle-même pour agir en contre-sens. De même, le mouvement de la barre ne sera brusque ni sur un bord, ni sur l'autre. La figure 149 montre plus

exactement comment les choses se passent dans la pratique.

La barre est mise progressivement sur un bord, et quand l'embardée atteint une fraction suffisante de l'amplitude qu'on veut lui donner on ramène progressivement la barre à zéro. On la fait aussitôt passer progressivement sur le bord opposé, pour que le safran aide la résistance de l'eau

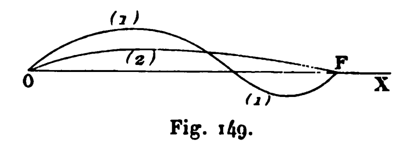


Fig. 149.

à limiter l'angle d'écart, et on la ramène ensuite peu à peu à la position droite de façon qu'elle atteigne cette position au moment où le bateau arrive, avec une très faible vitesse de pivotement rémanente, au nouveau cap qu'on veut lui faire suivre. L'aire de la courbe 1 en comptant négativement la fraction de cette aire au-dessous de l'axe des X est encore équivalente à l'aire de la courbe 2.

Il vaudrait mieux évidemment se contenter (fig. 150) de

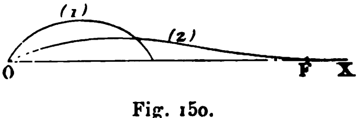


Fig. 150.

mettre la barre progressivement jusqu'à un certain angle, et la ramener à sa position droite dès que le travail moteur produit correspond exactement au nécessaire pour atteindre d'un seul coup, *et sans plus*, l'angle d'écart nécessaire. Mais il est bien rare que les tâtonnements soient entièrement évités, et qu'on puisse se dispenser de retenir vers la fin de son mouvement l'abattée qu'on a provoquée

volontairement. Du reste, il faut s'exercer à réduire au minimum ce contrecoup donné à la barre et qui n'est évidemment pas sans nuire sérieusement à la marche. Les bons barreurs de régate sont précisément ceux qui savent le mieux atteindre d'un seul mouvement, et d'un *moindre* mouvement, de la barre un nouveau cap qu'ils veulent faire suivre au bateau.

Quand le gouvernail est employé, non plus pour produire un changement de route, mais bien pour combattre une embardée due à quelque force extérieure, la manœuvre en est encore plus délicate. En effet, un grand angle de barre peut être nécessaire pour empêcher cette force extérieure, pendant qu'elle se manifeste, d'imprimer au bateau une vitesse notable de pivotement. Mais, dès que cette force cesse d'agir, si le gouvernail qui la contrecarrait est maintenu à la même position, son action devient elle-même une force perturbatrice équivalente en intensité, et contraire en sens. Et comme plus rien que la résistance propre au pivotement ne s'oppose à cette action, il peut se faire que sous son influence, le bateau prenne une vitesse angulaire rapide sur le bord opposé à celui où le jetait la force initiale, et fasse de la sorte une embardée violente, bien qu'en sens contraire du sens prévu. Tel le cycliste inexpérimenté, qui, se sentant tomber à droite tourne brusquement à droite pour éviter la chute,... et tombe à gauche pour n'avoir pas assez vite redressé la route après le premier changement de direction.

Il faut en conséquence, si l'on combat une embardée, sentir par la résistance même de la barre le moment où la force extérieure cesse d'agir, et ramener aussitôt la barre; il faut même commencer à réduire l'angle de la barre dès que l'intensité de l'effort extérieur semble décroître, ce qui d'alleurs s'apprécie très bien, au bout de quelque temps de pratique, par l'impression que transmet la barre à la main du barreur.

Enfin, nous rappellerons que dans certains cas, les mouvements propres des houles, peuvent, ainsi que nous l'avons fait voir à l'avant dernier chapitre de notre deuxième volume, exercer une action perturbatrice sur le safran du gouvernail lui-même, action qu'il faudra alors annuler en laissant la barre libre.

La sensation qui se produit en ce cas diffère par quelque chose d'indéfinissable de celle qui accompagne le début d'une embardée ordinaire. La pratique seule peut enseigner à tenir la barre, à *sentir* la barre, et il ne semble pas utile en conséquence de prolonger davantage le présent chapitre de théorie.

CHAPITRE XXXIII

ɜLISSEMENT DU PLAN DE VOILURE. DÉTERMINATION DU GOUVERNAIL

; nous proposons de réunir dans les lignes qui vont les renseignements pratiques que les nécessités de é nous ont obligé à disséminer dans le cours des es précédents et qu'il importe de connaître au mo- 'arrêter les caractéristiques d'un projet de yacht. ɜs complèterons autant que faire se peut de quel- ɔnnées numériques. Mais nous tenons à rappeler seule façon vraiment utile d'établir un projet, c'est ir de la connaissance complète des plans d'un ba- istant d'une part, de ses qualités et de ses défauts :re.

de telles données, et en se reportant aux diverses ɜrations que nous avons émises au cours de cet ou- et qu'il nous reste encore à émettre avant de le ter- on pourra vraisemblablement, à peu près en toute tance, obtenir un bateau *meilleur* à *tel ou tel point* . On saura en effet comment s'y prendre, pour cor- ɜl ou tel défaut, et on sera aussi à même de préju- l'influence sur les qualités du modèle des remanie- consentis pour le nouveau bateau construit.

rmination de la grandeur de la voilure. Stabi- · La grandeur de la voilure est un élément qu'on se *a priori* dans le projet d'un yacht de course, puis-

que, d'après les jauges nouvelles, il entre en ligne de compte dans le calcul du tonnage. Pourtant, une fois le projet établi, il convient de s'assurer si la voilure est convenable, excessive ou insuffisante.

Pour les bateaux de croisière, dont les propriétaires renoncent d'avance à toute régate (ce qui ne veut pas dire qu'ils renoncent à tirer de leur bateau une belle vitesse), on détermine les éléments de la coque d'après les besoins des logements à établir, puis une fois la coque dessinée, on calcule la voilure qui lui convient, sans se préoccuper du tonnage qui en résulte.

Nous avons montré au chapitre XX que le paramètre de stabilité sous voiles $P\frac{r-a}{Sh}$ caractérise, au moins approximativement, cette convenance de la voilure à la coque qui doit la supporter. Nous avons indiqué que pour les petits yachts de régate, on peut laisser tomber ce rapport jusqu'à 0,01 et même un peu en dessous. Pour des yachts de croisière de moyen tonnage, 0,02 sera une valeur de $P\frac{r-a}{Sh}$ correspondant à une *forte* voilure. Plus le tonnage s'élève, plus, à cause de la grandeur absolue de chaque voile, et de la moindre maniabilité de la voilure, il convient de se montrer prudent, d'autant qu'ainsi que nous allons le voir, il devient plus aisé d'obtenir assez de toile pour la propulsion sans compromettre la stabilité.

Dans le cas du yacht de croisière, la formule qui vient d'être rappelée suffit à déterminer, après quelques tâtonnements dans lesquels on se donne h, et par suite le produit Sh, produit qu'on rapproche de $P(r-a)$ supposé calculé d'autre part, la valeur de S que la prudence permet d'adopter. Restera à voir si cette valeur est suffisante pour faire marcher le bateau.

Dans le cas du yacht de régate, la grandeur du rapport

$\frac{P(r-a)}{Sh}$, une fois calculée montre si les dimensions admises *a priori* pour la longueur, le périmètre et la surface de voilure sont compatibles entre elles et conduisent à un bateau suffisamment stable. Dans le cas de la négative, il faut évidemment remanier les caractéristiques choisies de façon à augmenter le moment de stabilité, et à diminuer celui d'inclinaison par la voilure. Nous avons montré à dessein d'une façon très complète, dans notre *Architecture et Construction de Yacht*, comment d'un croquis extrêmement sommaire et rapidement jeté, on peut déduire une valeur suffisamment approchée de P et de r ainsi que la position du centre de carène.

On calculera approximativement la position du centre de gravité, on dessinera sommairement un plan de voilure, et on aura ainsi les valeurs de a et de S. En un mot, le nécessaire pour se faire une idée approximativement exacte de la valeur de $\frac{P\,r-a}{Sh}$ peut être promptement obtenu, et l'on sera sûr, si l'on en fait le calcul dès le premier croquis esquissé, de ne pas s'engager en pure perte dans l'étude d'un plan complet, inacceptable.

Force de propulsion. — Mais, s'il importe de ne pas avoir trop de voilure, il faut en avoir assez. Les indications dues à la stabilité sous voiles ne sont pas suffisantes, et il est important d'en chercher d'autres, du côté de la force de propulsion.

Nous avons dit au chapitre XVII qu'en appelant S la surface de la voilure, α l'angle sous lequel se rencontre le vent apparent, V la vitesse de ce vent, et k un facteur constant, on peut écrire :

$$F = kV^2S \sin \alpha$$

pour exprimer la grandeur de la force totale du vent, F.

D'autre part, nous avons établi au chapitre XXII l'expression analogue :

$$\Phi_1 = (K_1 B^2 + QC) v^2.$$

Dans laquelle Φ_1 est la résistance à la propulsion suivant l'axe, B^2 la surface du maître couple immergé, C la surface mouillée de la carène (qui dans le cours du chapitre XXII est désignée par la lettre S) v la vitesse du bateau K_1 et Q deux facteurs constants.

Dans deux bateaux de formes analogues, il y a sensiblement proportionnalité entre B^2 et C, et l'expression précédente peut se remplacer pour plus de simplicité par la nouvelle expression :

$$\Phi_1 = RB^2V^2.$$

Si maintenant nous envisageons deux bateaux comparables, soumis à la même brise, et faisant la même route, nous pourrons admettre que la composante longitudinale F_1 de la force F est encore proportionnelle à v^2. En égalant F_1 et Φ_1 et en réduisant en une seule toutes les constantes, il nous sera loisible d'écrire :

$$V^2 = \frac{S}{B^2} \times \text{constante.}$$

Ainsi, dans la limite de précision que comporte une série d'approximations telles que celles que nous venons d'admettre, la vitesse sera proportionnelle à la racine carrée de la fraction $\frac{S}{B^2}$; en tous les cas, on peut admettre que cette fraction, ou que la fraction analogue $\frac{S}{P^{\frac{2}{3}}}$ (P étant le déplacement), caractérise suffisamment le rap-

port de la force motrice de la voilure à la résistance de la carène.

A la page 217 de la théorie du navire de Guyou l'on trouve un tableau des valeurs admises pour $\frac{S}{B^2}$ pour divers types de navires à voiles.

En laissant de côté les navires mixtes et les navires cuirassés à voiles, nous pouvons en extraire les chiffres suivants :

Types de navires.	Valeurs de $\frac{S}{B^2}$
—	—
Vaisseaux,	de 30 à 33
Frégates,	de 40 à 43
Corvettes,	de 43 à 47
Bricks,	de 49 à 63
Yachts de courses,	de 50 à 70

On voit nettement de ce rapprochement que, plus le type de navire est petit, plus la pratique conduit à augmenter pour lui le rapport $\frac{S}{B^2}$.

Ceci n'est pas sans présenter à première vue un caractère inattendu. Nous avons montré en effet qu'entre deux navires semblables, $\frac{P(r-a)}{Sh}$ croît proportionnellement au rapport de similitude, et que si l'on veut garder même valeur de $\frac{P(r-a)}{Sh}$, par une transformation proportionnelle, il convient (chap. XXI) d'adopter deux paramètres l'un m pour les éléments de la coque, l'autre n pour ceux de la voilure, tels que :

$$m^4 = n^3.$$

Comme d'un bateau à un autre bateau semblable, l'ona:

$$S' = n^2 S.$$
$$B'^2 = m^2 B^2.$$

on peut écrire :

$$\frac{S'}{B'^2} = \frac{S}{B^2} \times \frac{n^2}{m^2}$$
$$= \frac{S}{B^2} \times n^{\frac{2}{3}}$$

n étant par hypothèse plus grand que l'unité, le rappor $\frac{S}{B^2}$ devrait croître avec la grandeur absolue du bateau.

Mais on ne doit pas s'arrêter à de telles considérations car il s'en faut de beaucoup que les bateaux restent sem- blables, quand leur grandeur varie dans une limit étendue.

Par le fait, les petits yachts construits depuis ces der nières années poussent la valeur de $\frac{S}{B^2}$ bien plus loin en core que ne l'indique le tableau extrait de l'ouvrage d M. Guyou, lequel l'a emprunté à des ouvrages anglai déjà relativement anciens. Il n'est pas rare de voir de petit 2 tonneaux de régates naviguer fort bien, *mais par temp maniable*, avec une valeur de $\frac{S}{B^2}$ voisine de 100 et un rappo $\frac{P(r-a}{Sh}$ voisin de 0,01. J'ai moi-même étudié un yacht d 20 tonneaux de type *tout à fait spécial et extrême, dest né exclusivement à la régate*, insubmersible et inchav rable, dans lequel $\frac{S}{B^2}$ atteint une valeur voisine de 20 alors que $\frac{P(r-a)}{Sh}$ reste compris entre 0,2 et 0,3. Je n'

rand regret pas trouvé occasion de le faire cons-
e reste persuadé qu'il eût été imbattable par des
autres que ceux exécutés sur le même principe.
spérer, pour l'avenir du yachting, que l'idée de ce
e nous avons conçue en 1895 viendra quelque
esprit d'un architecte naval anglais ou américain,
vera facilement parmi sa clientèle un audacieux
an disposé à en faire l'expérience.

en revenir aux bateaux usuels, nous considérons
chiffre de 70 pour la valeur de $\frac{S}{B^2}$ indiqué par
ou comme un maximum suffit largement pour les
; pour les bateaux de régates, on pourra le dé-
mais en tenant compte du régime de brises du
'on habite : pour ces bateaux en effet, ce qui im-
est moins d'avoir une très grande surface de voi-
e d'avoir toute la toile qu'on peut utilement porter
ps de régate, puisque établie ou non, elle inter-
ns le décompte de la jauge.

ous cas, les chiffres que nous venons d'indiquer
ront de déterminer dès l'abord la surface du maître
aussitôt choisies les caractéristiques du bateau.

issement du plan de voilure. — La surface de la
étant connue, il restera à la répartir entre les di-
oiles. Cette répartition peut se faire à vue d'œil :
même du tracé qu'on dessinera servira de guide.
rs la proportion à admettre entre les voiles hautes
iles majeures est trop variable avec la nature des
qu'on attend du bateau projeté et avec le régime
es du pays où il naviguera pour pouvoir être défi-
le façon ferme.

indiquerons seulement que pour les petits ba-
un maximum est à observer dans les dimensions de

chaque espèce de voile si l'on veut les laisser facilement maniables. Une grande voile s'établit difficilement à deux hommes, dont un seul matelot professionnel, si elle dépasse 40 m/2 de surface. Un foc devient à peu près impossible à border avec des écoutes à palan simple, s'il dépasse une dizaine de mètres carrés. Une trinquette de 8 à 9 mètres se borde encore facilement avec un filin simple. On établira sans peine un flèche carré s'il n'a pas plus de 20 à 22 mètres de superficie.

Voici définis les éléments d'une voilure fort normale pour un 3 tonneaux; ils se résument comme suit :

Grande voile,	40 m/2
Foc,	10 —
Trinquette,	8 —
Flèche,	22 —
Total,	80 m/2

Les mêmes rapports de dimensions entre les voiles peuvent être gardés à titre d'indication pour des bateaux de petits et moyens tonnages, à condition de réduire plutôt sur le flèche, en faveur des voiles basses, quand le tonnage s'élève.

Nous dirons aussi en passant qu'on doit considérer qu'en général la hauteur de la voilure est du même ordre de grandeur que la longueur du bateau. L'extrémité du gui de grand voile ne doit pas excéder de plus de deux mètres l'arrière du tableau, sous peine de rendre la plupart des manœuvres fort dangereuses et fort pénibles à la mer.

Tracé de la voilure. — Les dimensions des voiles une fois choisies approximativement, on passe au tracé du plan de voilure.

Pour cela, on place d'abord les mâts. Le mât d'un côtre

est le plus souvent au tiers de la longueur de flottaison à partir de l'avant. Celui d'un ketch au quart de cette longueur.

Les voiles sont ensuite dessinées rabattues sur le plan axial.

On en calcule la surface et on détermine le centre de gravité : Pour les voiles triangulaires, inutile de dire qu'on le trouve au point de rencontre des médianes. Pour les voiles quadrangulaires, nous rappellerons qu'on l'obtient pratiquement par la construction simple suivante

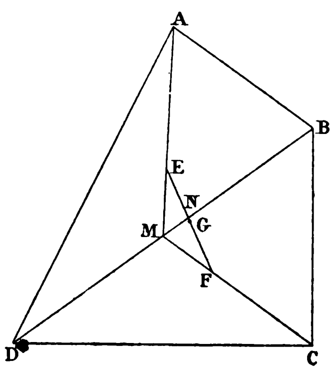


Fig. 151.

(fig. 151) : on mène une diagonale BD, et les médianes AM CM des triangles ABD, CBD ; on prend le tiers de ces médianes à partir du point M, on joint les points obtenus EF, la droite EF coupe BD en N. On porte à partir de E la longueur FN, ou inversement à partir de F la longueur EN, et on obtient ainsi le point cherché G.

Une fois déterminés les surfaces et les centres de gravité des *voiles majeures*, on détermine de proche en proche le centre de gravité total, en joignant de deux en deux les centres de gravité partiels, et en divisant les distances ob-

tenues en segments inversement proportionnels aux surfaces des voiles considérées.

Le centre de gravité total de l'ensemble des voiles majeures est qualifié, d'ailleurs fort improprement, centre de voilure. (Dans le tracé du flèche, on a soin de faire sensiblement correspondre en longueur son centre de gravité au centre de voilure des voiles basses).

D'autre part, on adopte, non moins improprement, comme *centre de dérive* le centre de gravité du profil immergé, gouvernail compris.

Reste à régler, par retouches successives opérées sur la forme et sur la position des voiles, la position relative de ces deux points d'une façon convenable.

La pratique montre que, pour la plupart des yachts, on obtient un balancement suffisant en faisant correspondre sensiblement sur une même verticale les deux centres fictifs en question.

Mais ceci n'est qu'une règle approximative ; l'art et l'expérience de l'architecte naval trouvent abondamment matière à s'exercer dans le choix de la position du centre de voiture fictif qui assurera le balancement d'une coque donnée.

Il faut, autant que possible, préjuger de la position probable de la développée métacentrique de remorque, d'après la nature du tracé de la carène. Suivant que les couples paraîtront plus résistants à la dérive dans le bateau projeté que dans un bateau moyen (ou mieux que dans le bateau pris pour modèle), sur l'une ou sur l'autre des extrémités, on fera marcher, vers la même extrémité que la développée de remorque le centre de voilure fictif du plan.

En fait, il serait toujours bon de se réserver dans la construction les moyens de modifier dans un sens et dans l'autre la position de l'emplanture et de l'étambrai, et de garder, au début, du bois disponible sur le beaupré. On

pourrait alors, par une série de sorties en mer, et d'observations méthodiques, arriver à balancer *exactement* le bateau au plus près : c'est seulement ainsi qu'on réussira à en tirer le maximum de vitesse.

Détermination de la surface de dérive. — Nous avons donné au chapitre XXVI quelques indications sur la dimension à prévoir pour la surface de dérive Σ. Nous avons dit que pour un bateau modelé de formes normal, il faut faire $\Sigma = 6B^2$ environ. Pour un dériveur, à cause de l'efficacité proportionnellement plus grande de la semelle de dérive, on peut faire tomber à 5 environ le rapport $\frac{\Sigma}{B^2}$; enfin dans un bulb, on n'a pas à se préoccuper du plan de dérive, toujours suffisant dès qu'on a donné à l'aileron assez de longueur pour qu'il puisse porter le lest sans avoir une épaisseur excessive.

Détermination du gouvernail. — Le safran peut, dans tous les yachts ordinaires, être considéré comme prélevé sur la surface de dérive : la position oblique de la mèche permet de lui tailler sa place dans l'étendue qu'aurait le massif arrière si l'étambot était vertical.

On n'est donc guère limité dans les dimensions à lui donner par la crainte d'exagérer la surface de frottement. D'autre part, *pour un aussi petit bateau qu'un yacht*, on n'a rien à craindre des coups de mer de l'arrière, qui sur les navires, obligent à limiter la surface σ du safran, sous peine de s'exposer à le voir arracher de ses attaches. Sur ces derniers, on admet d'ordinaire un rapport $\frac{\sigma}{\Sigma} = 0{,}025$ environ. En rapprochant cette égalité de l'expression $\frac{\Sigma}{B^2} = 6$ on trouverait :

$$\frac{\sigma}{B^2} = 0,15.$$

On doit au moins doubler ce rapport pour donner à un yacht des qualités satisfantes d'évolution. A première vue rien ne s'oppose même à dépasser :

$$\sigma = 0,30\ B^2.$$

Bien entendu, il faut autant que possible reculer sur l'arrière la mèche. et diminuer la surface du safran : de la sorte on conservera une valeur suffisante au moment d'évolution, et on réduira au minimum la composante longitudinale de résistance à la marche, due au gouvernail.

CHAPITRE XXXIV

STABILITÉ EN MARCHE

Nous avons fait ressortir en diverses occasions que la réaction de l'eau qui résulte du mouvement du bateau peut être considérée comme provenant de la composition de forces élémentaires de deux sortes bien distinctes : d'une part *surpressions* par rapport à la pression hydrostatique en chaque point de la carène à l'avant et sous le vent, de l'autre *dépressions* par rapport à cette même pression hydrostatique, dans la région arrière et au vent.

Ces forces agissent suivant toute vraisemblance à peu près normalemeut à la coque. En tous cas, il est permis de n'envisager que leur composante normale et de faire passer la camposante tangentielle à la coque avec les forces de frottement, qui s'ajoutent inévitablement aux forces de réaction proprement dites.

N'envisageant ici que les efforts normaux à la coque, nous voyons tout d'abord que les projections de ces efforts seront dirigés dans le même sens par rapport au mouvement : surpressions sur la partie avant, et dépressions sur la partie arrière s'ajoutent pour créer un système de forces s'opposant à l'entraînement du bateau, tant par l'avant que par le travers.

Envisageons un bateau incliné sous l'effort du vent et projetons-le sur trois plans orthogonaux : l'un horizontal, l'autre vertical et parallèle au mouvement du navire, et le troisième vertical et normal au précédent (fig. 152).

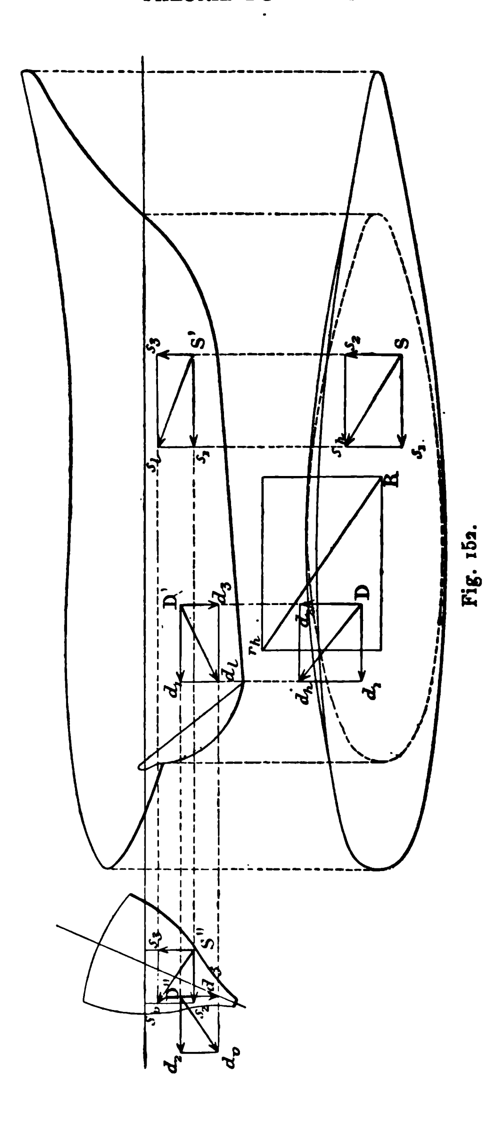


Fig. 152.

Projetons enfin sur ces trois plans les composantes suivant les directions horizontale longitudinale, horizontale transversale et verticale, des résultantes d'une part de *toutes les surpressions*, d'autre part de *toutes les dépressions*.

Sur la projection horizontale figurent les composantes de surpression longitudinales s_1, de surpression transversale s_2, de dépression longitudinale d_1 et de dépression transversale d_2, respectivement appliquées aux centres d'effort S et D.

s_1 et d_1 d'une part, s_2 et d_2 de l'autre, sont respectivement parallèles et de même sens. Ces forces peuvent donc se composer deux à deux. Puis leurs résultantes qui sont orthogonales peuvent se composer entre elles. On peut obtenir la résultante totale, en composant, à partir de leur point d'intersection R et suivant la droite Rr_h les deux résultantes partielles s_h et d_h. r_h se compose elle-même avec la résultante des frottements, et c'est la résultante définitive de l'ensemble de ces forces que nous avons appelée Φ', réaction horizontale de l'eau sur la carène.

Si maintenant nous passons aux projections transversale et longitudinale, nous y retrouvons respectivement les composantes s_2, d_2, s_1, d_1 ; mais en outre nous y voyons figurer les composantes verticales s_3 et d_3. Ces composantes sont, contrairement à ce qui se passe suivant les directions horizontales, parallèles et de sens contraire.

Il n'est donc pas *a priori* certain qu'elles puissent se composer entre elles : si en effet elles sont égales, elles constitueront un couple.

Or, abstraction faite de la composante verticale de la résultante des frottements, qui est vraisemblablement de faible importance, la somme algébrique de s_3 et de d_3 est précisément ce que nous avons appelé au chapitre II de l'introduction, la force $\pm \Phi_3$, composante verticale de l'effort de réaction de l'eau sur la carène.

On voit que même dans le cas où $\pm \Phi_3$ est nul ou sensiblement nul, ce qui revient à dire que, dans leur direction verticale, les résultantes des surpressions et des dépressions s'équivalent, et que l'immersion du bateau ne varie pas sensiblement par l'effet de la marche, il reste en action, aussi bien dans le sens longitudinal que dans le sens transversal un couple, dont l'effet tend à modifier l'assiette et la bande.

Stabilité transversale du bateau en mouvement. — Nous sommes maintenant en mesure d'examiner dans tous ses détails la stabilité transversale du bateau incliné et en mouvement.

Il est soumis (fig. 153) :

1° au couple (n° 1) de redressement du poids P appliqué au centre de gravité G et de la poussée $\Pi = P$ appliqué au centre C de la carène inclinée de déplacement égal à celui de la carène normale.

2° Au couple (n° 2) des efforts horizontaux transversaux du vent F_2, et de l'eau Φ_2, appliqués respectivement au centre de voilure V et au centre de dérive Δ.

3° Au couple (n° 3) de l'effort vertical de haut en bas du vent F_3 appliqué en V, et de la poussée additionnelle F'_3, appliquée au centre de la tranche immergée, ou pour plus de simplicité au centre f de la flottaison actuelle.

4° A l'effet des forces s_3 de bas en haut, appliquée en un point S″ sous le vent de la coque, et d_3 de haut en bas appliquée en un point D″ au vent de la coque. Si ces forces sont égales, elles constituent un couple n° 4 ; si elles diffèrent sensiblement, leur différence sera la composante verticale $\pm \Phi_3$ de la réaction de l'eau sur la coque. Supposons, pour fixer les idées, que la force s_3 soit la plus grande des deux forces. Alors on pourra substituer à l'ensemble de s_3 et de d_3 d'une part un couple n° 4, composé de deux

forces de sens contraire égales à d_3, appliquées en S″ et en D″ et d'autre part une force Φ_3 égale à s_3-d_3, appliquée en S″ et dirigée de bas en haut.

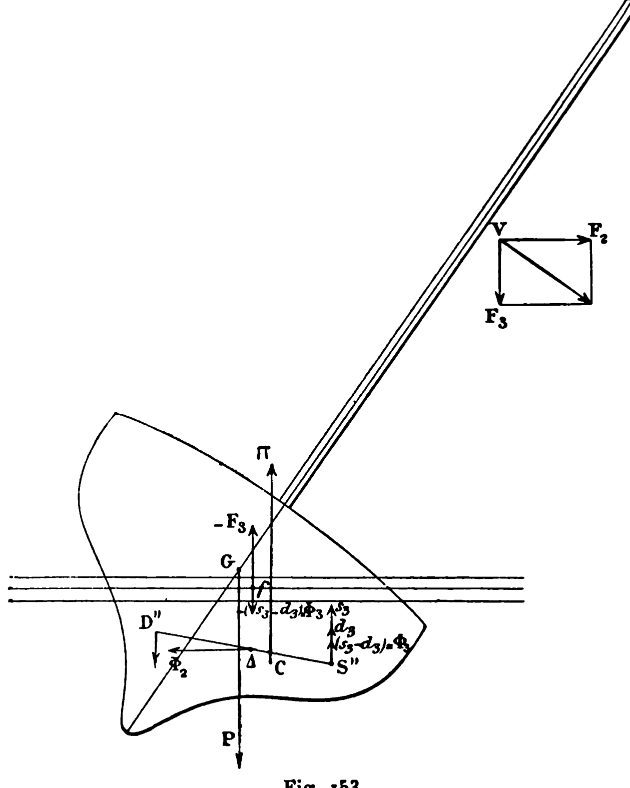


Fig. 153.

Cette force d'émersion fera émerger le bateau d'une certaine tranche, au niveau de la flottaison. Le poids de cette tranche s'exercera comme une force de haut en bas, égale $+\Phi_3$, appliquée au centre de gravité f de la flottaison ac-

tuelle, et avec — Φ_3 appliqué en S'' constituera un nouveau et dernier couple n° 5.

Nous avons suffisamment étudié en la première partie de ce volume le couple n° 1 : nous passerons rapidement en revue les couples 2, 3 et 5, avant d'en venir à l'examen un peu plus complet du couple 4.

Couple n° 2 : Forces F_2 et Φ_2.

Toutes choses égales d'ailleurs, le couple F_2, Φ_2 qui est *toujours un couple inclinant* sera d'autant plus intense que le point A sera plus bas.

Suivant toute vraisemblance, la position en hauteur du centre de dérive varie avec la bande, et par analogie avec les phénomènes étudiés par Joëssel, il paraît certain qu'il se déplace du côté où les molécules fluides rencontrent en premier lieu la coque, c'est-à-dire qu'il remonte vers la flottaison quand le bateau s'incline. A ce point de vue donc le couple inclinant est relativement diminué quand se produisent les grandes inclinaisons.

D'autre part, plus les régions de la coque résistant efficacement à la dérive sont profondément immergés, plus le centre de dérive est bas : un bateau dont le plan de dérive consiste en un aileron rapporté sous une coque arrondie sera donc désavantagé à ce point de vue par rapport à un bateau de coque peu profonde, mais résistante par elle-même à la dérive.

Couple n° 3. : Forces F_3 et $-F_3$.

Le couple des forces F_3 et $-F_3$ est un couple de stabilité différentielle (chapitre XII).

Le centre d'effort peut être considéré à peu de chose près comme appliqué sur la voilure elle-même ; il passe donc toujours sous le vent de l'axe, et par suite le couple est toujours un couple inclinant ; d'autant plus intense, toutes

choses égales d'ailleurs, que la développée métacentrique différentielle sera elle-même d'un moins bon tracé.

Couple n° 5. : Forces $-\Phi_3$ et $+\Phi_3$.

Le couple n° 5 a trait lui aussi à la stabilité différentielle. Mais contrairement au couple n° 4 c'est vraisemblablement un couple de redressement : si comme nous l'avons admis les surpressions l'emportent sur les dépressions, la poussée complémentaire $-\Phi_3$ s'exerce sous le vent. Au cas contraire, la force Φ_3 agit comme un poids au vent. Une forme défectueuse de la développée métacentrique différentielle peut cependant occasionner que ce couple devienne un couple d'inclinaison. En tous cas, vu la faible grandeur de Φ_3, le couple 5 ne peut jouer un rôle important dans la stabilité.

Couple n° 4 : Forces S_3 et d_3.

Le couple n° 4 est le plus intéressant à étudier, car de son examen, il semble qu'on puisse déduire d'utiles considérations pour le tracé des carènes. Nous remarquerons tout d'abord qu'à moins d'anomalies bizarres du tracé, ou d'inclinaisons excessives ce couple est forcément un couple de redressement, puisqu'il se compose d'une poussée sous le vent et d'un poids additionnel au vent. Nous sommes conduits à présumer que l'action de ce couple sur la stabilité est beaucoup plus intense qu'on ne se le figure communément. Il faudrait chercher là une des causes de la sensation, bien connue de tous ceux qui ont navigué sur de petits bateaux ou des embarcations, sensation d'une brusque réduction de stabilité quand le bateau perd son erre, par exemple pendant les virements.

A *égalité de réaction de l'eau*, la grandeur des forces constitutives du couple croîtra évidemment quand la di-

rection moyenne des éléments de la surface de la carène inclinée se rapprochera de l'horizontale : pour un élément horizontal de la carène, la réaction normale tout entière passe en effet dans sa composante verticale.

Or, dans le tracé incliné d'un couple par rapport à la direction de son axe, plus l'inclinaison du contour sera grande par rapport à l'axe, moins il sera nécessaire que cet axe s'incline pour faire se confondre le contour sous le vent avec une horizontale, et plus longtemps il pourra s'incliner sans que le contour au vent cesse de se projeter en sens utile sur l'horizontale.

La figure 154 fait bien ressortir ces deux points. Le ba-

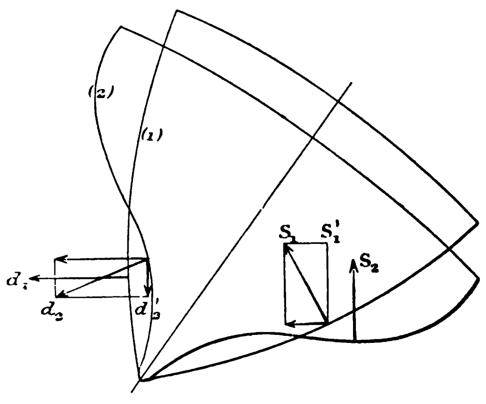


Fig. 154.

teau n° 1 fait naître sous le vent une surpression S_1 dont une partie seulement passe dans la composante verticale S_1'. Au contraire, pour le bateau n° 2, cette composante verticale se confond avec la force elle-même S_2.

Du coté au vent, le bateau n° 1 subit une dépression horizontale, dont nulle composante verticale ne peut naître, tandis que la dépression oblique qui s'exerce sur le bateau

n° 2 fait encore naître une composante verticale de haut en bas.

Au double point de vue de la surpression verticale sous le vent et de la dépression verticale au vent, le bateau n° 1 est donc désavantagé par rapport au bateau n° 2.

Mais le bateau n° 2 est un bateau à maître couple large et rapidement échancré, lequel, en vertu des raisons que nous avons mises en lumière au chapitre VII, est déjà relativement favorisé au point de vue de la stabilité résultant du jeu du centre de carène par rapport au centre de gravité.

Il y a donc tout avantage à donner aux bateaux pour lesquels on désire une grande stabilité sous voiles des formes dites *d'appui*, c'est-à-dire d'en creuser largement les couples sitôt au-dessous de la flottaison.

De même nous avons montré que pour que la stabilité statique inclinée se conserve, il importe que le bateau ait un franc bord suffisant, et ne mette pas trop tôt le pont dans l'eau. Ceci est confirmé encore par ce qui se passe du côté de

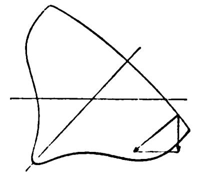


Fig. 155.

la réaction de l'eau. On voit en effet que cette réaction, si elle s'exerce sur le pont, produit un moment de chavirement (fig. 155).

Stabilité longitudinale du navire en mouvement. — Dans l'examen de la stabilité longitudinale du navire en mouvement (fig. 156) nous retrouvons les couples P et Π,

F_1 et Φ_1 (qui remplace le couple F_2 et Φ_2 envisagé to l'heure) F_3 et $-F_3$, Φ_3 et $-\Phi_3$, et enfin le couple com de deux forces égales à l'une des forces s_5 et d_3, a quées aux centres respectifs des efforts de surpressi de dépression.

Ces couples sont maintenant projetés sur le plan lc

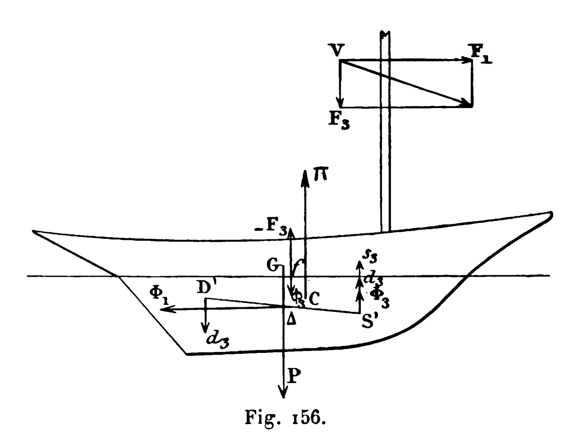


Fig. 156.

tudinal au lieu d'être projetés sur le plan transvers leurs bras de levier gagnent notablement en import

Le couple n° 4, des surpressions et des dépressions en particulier avoir une grande intensité. De plus le ple n° 5 dont les forces composantes sont égales à Φ pliquées l'une à l'axe des centres d'effort, et l'autre au tre de gravité de la flottaison actuelle, peut acquéri moment considérable dans le sens longitudinal. Su sons appliquée en toute circonstance la force Φ_3 au c des surpressions. Le couple tendra à augmenter la d rence si s_3 est plus grand que d_3 et à la diminuer dar cas inverse.

Or le centre des surpressions est probablement sur

vant du centre de dérive proprement dit, tandis que le centre de gravité de la flottaison actuelle est sensiblement vers le milieu de la longueur. On voit quelle est l'importance du bras de levier du couple, et par suite la grandeur des changements d'assiette qu'il pourra produire, en passant d'une valeur positive à une valeur négative.

En tous cas le couple n° 4 semble se dessiner comme un couple tendant toujours à augmenter la différence. On fera croître les forces composantes de ce couple, toutes choses égales d'ailleurs, en rapprochant le plus possible de l'horizontale la forme des sections longitudinales à l'avant aussi bien qu'à l'arrière.

CHAPITRE XXXV

INFLUENCE DU FARDAGE SUR LA RÉSISTANCE A LA MARCHE

Nous avons défini au chapitre II d'introduction la réaction Φ qui s'oppose à la propulsion par les voiles, en disant qu'elle est résultante d'une part des réactions élémentaires que provoquent la carène et le gouvernail en se déplaçant dans l'eau, de l'autre des actions exercées sur le fardage par le vent, s'il est de l'arrière du travers ou des réactions exercées par l'air, si le vent est de l'arrière du travers. Bien entendu, il s'agit ici du vent apparent et non du vent vrai. Or nous avons montré au chapitre XVI que l'allure pour laquelle le vent apparent passe sur l'arrière du travers est une allure comprise entre le vent de travers et le grand largue, et d'autant plus largue que le bateau est plus rapide.

C'est donc de beaucoup dans le moins grand nombre des cas de la navigation que le fardage exercera un effet utile sur la propulsion ; presque toujours il viendra ajouter sa résistance propre à celle que fait naître le passage de la carène dans l'eau.

Résistance du fardage considérée par rapport à la résistance de la carène. — Malgré la différence de densité et de viscosité des deux fluides, la résistance due à l'air est loin d'être négligeable par rapport à celle due à l'eau. En effet, tandis que la vitesse relative de la carène et de l'eau est égale à la vitesse propre du bateau, la vitesse relative

des régions émergées et de l'air ambiant est égale à la vitesse du vent apparent. Nous avons fait voir à quel point la vitesse du vent l'emporte sur celle du navire, dans la majorité des cas et en particulier dans les cas de marche au plus près, ou au petit largue.

Or comme les vitesses entrent au carré, ou tout au moins à une puissance supérieure à l'unité, dans la formule qui exprime les efforts réciproques entre fluides et solides, on conçoit que la supériorité de vitesse relative de l'air puisse compenser en une forte proportion sa moindre densité par rapport à l'eau.

D'ailleurs, l'air en mouvement cueille presque toujours à la surface des vagues et entraîne avec lui des masses liquides d'importance variable suivant le temps, mais pouvant devenir très volumineuses et lourdes par grosse brise et grosse mer.

Ces masses d'eau sont entraînées par le vent vrai, dans sa direction propre, et par conséquent rencontrent le bateau suivant la direction relative du vent apparent.

Leur choc brusque sur la partie émergée de la coque majore dans de singulières proportions, au moment où il se produit, la résistance moyenne due au passage des parties hautes de la coque au travers de l'atmosphère

Nous ajouterons enfin que relativement à leur étendue, les surfaces qui constituent le fardage sont le plus souvent aussi mal taillées que possible pour se prêter à cet entraînement.

Les mâts et les cordages sont des corps ronds, pour lesquels le coefficient de résistance par unité de surface est fort élevé : pour se convaincre de cette propriété des corps ronds et allongés, il suffit de s'efforcer de maintenir vertical dans l'eau un bâton tenu depuis le bord du bateau en marche ; on verra l'eau rejaillir et se creuser derrière lui, et l'on aura à produire un effort qui semble, à première

mpression disproportionné avec la faible importance de 'objet qui le fait naître.

La coque présente relativement d'assez bonnes formes u point du vue de son entraînement dans l'air par l'avant ; nais au point du vue de l'entraînement transversal, ses ormes dans les hauts sont détestables. Or nous allons voir que l'entraînement par le travers joue dans la circonstance n rôle important.

Enfin les superstructures, s'il en existe, roof, claire voies etc., présentent des surfaces verticales aussi désavantageuses dans un sens que dans l'autre.

En définitive, après avoir fait son possible pour diminuer la résistance de la carène dans l'eau, un architecte naval soucieux d'obtenir un bateau rapide devra se préoccuper au plus haut point de réduire au minimum la résistance des œuvres mortes dans l'air. Aussi est-il opportun le chercher à bien voir dans quel sens cette résistance s'exerce.

Résistance du fardage considérée par rapport à l'action du vent sur les voiles. — Soit OV (fig. 157), la vitesse lu bateau, OV_v celle du vent vrai dans le sens du lit du vent. OV_a celle du vent apparent. OV_a se décompose en une vitesse longitudinale au bateau Ol, et en une vitesse transversale Ot. Il en résulte une composante longitudinale l'action sur le fardage OL, de l'avant à l'arrière, et une composante transversale OT qui tend à pousser le bateau sous le vent, à le faire dériver.

En même temps la force $OL = \varphi_1$ tend à augmenter la différence, et la force $OT = \varphi_2$ à augmenter la bande. Au point de vue du changement d'assiette, le fardage agit donc en sens contraire de la voilure, qui tend à faire tomber le bateau de l'avant, mais au point du couple inclinant, le fardage agit dans le même sens que la voilure. Il n'en

peut donc résulter qu'un heureux effet sur la stabilité longitudinale (sauf toutefois au vent arrière), mais fâcheux sur la stabilité transversale.

Si la surface du fardage est faible par rapport à celle de la voilure, la composante transversale de l'effort exercé par le fardage est beaucoup plus grande *relativement* que celle exercée sur les voiles. En effet, les voiles sont sous le vent de la surface moyenne de la coque ; par suite l'action

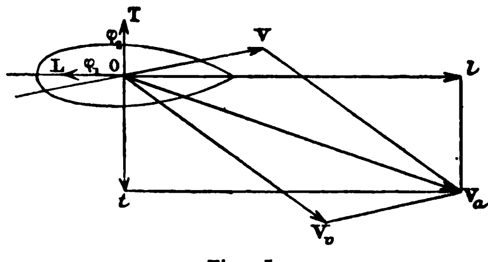


Fig. 157.

du vent sur elles est moindre que sur la coque, par unité de surface : de plus la force normale aux voiles ne passe que partiellement dans la composante normale à l'axe. On doit donc admettre qu'en aucune circonstance la composante transversale φ_2 n'est absolument négligeable devant la composante F_2 de l'action du vent sur les voiles.

En ce qui concerne la dérive en particulier, le rôle de φ_2 est analogue à celui de F_2. Bien entendu le rapport $\frac{\varphi_2}{F_2}$ dans lequel φ_2 est constant, et F_2 variable, pour une même intensité de brise sera d'autant plus grand que F_2 sera plus faible, c'est-à-dire qu'il y aura moins de toile établie. Au contraire, le rapport $\frac{F_1}{F_2}$ de la force de propulsion vers l'avant F_1 à la force d'entraînement transversale *due à la voilure* F_2 reste sensiblement constant, pour une même

brise et une même allure, quelle que soit la quantité de toile établie.

Or ce qui caractérise à proprement parler la tendance qu'a le vent à faire croître l'angle de dérive, c'est le rapport $\frac{F_2 + \varphi_2}{F_1}$ et non pas $\frac{F_2}{F_1}$. Tandis que le deuxième de ces rapports reste constant, le premier croît à mesure que la voilure diminue.

Nous avons dit, au chapitre XXI de notre « Voilure, navigation et manœuvre du yacht » que dans certaines conditions de voilure très réduite, à cause d'une brise très fraîche, de très bons bateaux peuvent cesser d'être à même de gagner au vent. La route la plus près du vent qu'ils puissent encore faire, quel que soit leur cap, réglée par la valeur de $\frac{F_2 + \varphi_2}{F_1}$, peut être en ce cas encore sous le vent de l'allure du vent de travers.

A la limite, il peut arriver que la force du vent empêche de garder la moindre voilure établie. Le bateau n'en fait pas moins route, sous l'effet de la pression du vent sur son fardage. Bien entendu, il ne peut alors faire route qu'à une allure voisine du vent arrière : cette allure est celle de la fuite devant le temps *à sec de toile.* Il ne faut pas cependant croire que, même rigoureusement à sec de toile, un bateau ne puisse suivre que la route correspondant au plein vent arrière ; dans une certaine mesure, il peut lofer utilement de part et d'autre de cette direction.

En effet, envisageons d'abord le bateau au plein vent arrière ; l'action du vent sur le fardage φ se réduit alors à sa seule composante longitudinale φ_1, tournée en ce cas de l'arrière à l'avant, et appliquée en un certain centre d'action, qui, étant données la nature et l'orientation des surfaces en jeu, sera vraisemblablement situé un peu sur l'arrière du mât. Ce centre est donc *à fortiori* sur l'arrière de l'ex-

trémité avant M_0 de la développée de remorque. Par suite, la stabilité de route n'existe pas au plein vent arrière sans intervention du gouvernail. Plus d'ailleurs le bateau tombe sur un bord, plus sa coque se présentant par le travers au vent tend à intervenir et à repousser jusqu'au voisinage du centre de la région émergée le centre total d'action de φ_1 puisque l'influence du mât et du gréement reste la même à tous les caps. Plus donc, sous l'effet de remorque du fardage, le bateau tend à décrire un angle ouvert avec la direction de la remorque, qui, dans l'espèce, est voisine de celle du vent.

Toutefois cet angle ne saurait de toute évidence dépasser un certain maximum. En effet, dès que le cap du bateau devient tel que le vent apparent se projette transversalement à l'axe, la force φ passe tout entière dans sa composante transversale ; à une allure plus près du vent, la composante φ_1 agit de l'avant vers l'arrière. Bien avant d'avoir lofé jusqu'au cap en question, le bateau a commencé à dériver d'une façon notable ; la route cesse de s'écarter davantage de la direction du vent à mesure que le cap continue à s'en éloigner, parce que le bateau perd alors, de plus en plus, en dérive ce qu'il gagne en cap.

A partir du cas limite où il est à sec de toile, et jusqu'au moment où il porte sur une voilure raisonnable, le bateau verra croître progressivement son angle maximum d'écart avec le lit du vent, à mesure qu'il lui sera loisible de supporter davantage de toile.

Mais, naviguant sous une voilure de cape sans ris ou même sous des ris de sa voilure ordinaire, sa route au plus près ne sera jamais aussi voisine du lit du vent que s'il portait cette dernière toute haute. Enfin, même sous cette voilure complète, l'influence de la composante φ_2 de l'action du vent sur le fardage tend à le faire dériver, à toutes les allures, et celle de la composante φ_1 à diminuer sa vitesse suivant son cap, à la plupart des allures.

Moyens de réduire le fardage au minimum. — On ·oit donc qu'il faut chercher à reduire au strict minimum ussi bien l'une que l'autre de ces deux composantes.

D'une part la mâture et le gréement devront n'avoir [ue les échantillons rigoureusement nécessaires pour leur)ermettre de supporter avec une sécurité suffisante l'effort le la voilure.

De l'autre la surface hors de l'eau de la coque devra être ussi peu étendue que possible, non seulement dans le sens ransversal, pour réduire la composante retardatrice φ_1, nais même dans le sens longitudinal, pour abaisser la vaeur de la composante φ_2 qui tend à faire tomber le bateau ous le vent de son cap.

Or la seule façon de réduire à la fois dans les deux sens 'étendue du fardage provenant de la coque, c'est d'agir ur la dimension commune à la section transversale et à a section longitudinale de l'œuvre morte, à savoir la haueur de franc bord.

Un *bateau de régate doit en conséquence ètre relativement ras sur l'eau.*

Nous avons montré que la hauteur de franc bord qui est ans conteste un des premiers éléments de l'habitabilité, oue en outre un rôle important dans la stabilité aux fortes)andes.

Le bateau de régate trouvera donc là une raison nouvelle le faire des sacrifices du côté de la logeabilité, et aussi de :hercher dans des artifices de construction la stabilité qui ui est nécessaire pour porter sa voilure.

Sans aller aussi loin, dans un yacht non destiné expressément à la régate, on devra pourtant résister à la tentaion de donner au franc bord une hauteur excessive, ou nême trop de hauteur aux roofs et aux claire-voies. Malgré les avantages qu'on y trouve du coté du logement, et nême, en ce qui concerne le franc bord, du coté de la sta-

bilité inclinée, les inconvénients qui en résulteraient, au point de vue de la route, ne sauraient être perdus de vue.

Au reste, la hauteur relativement faible sur l'eau est une des caractéristiques des yachts, et un de leurs signes distinctifs par rapport aux bateaux de gréement analogues mais d'autres usages, tels que les bateaux pilotes, les petits caboteurs, etc.

Enfin, il faudra éviter sur les yachts, et particulièrement à l'avant, toute saillie de nature à accrocher mal à propos les embruns. On rentrera l'ancre sur le pont, plutôt que de la laisser à cheval sur le plat bord ; si le bateau a des porte-haubans, on donnera au massif qui les rattache à la coque une forme bien lisse et bien continue. En un mot on s'ingéniera de toute façon en construisant le bateau à donner à sa coque dans l'air autant de continuité que possible à tous points de vue.

Sur le bateau de régate en particulier, après avoir rasé sur le pont chandeliers, fargues, etc., pour ne donner au vent que la moindre prise, il restera encore au moment même de la régate à faire rentrer sous le pont, à l'allure du plus près, tout le personnel non strictement indispensable pour la manœuvre, et à faire coucher à plat pont tous les hommes qui y séjournent, en dehors des instants où ils manœuvrent à proprement parler.

L'allure du grand largue et du vent arrière permettent seules de laisser toute latitude à l'équipage à ce point de vue.

CHAPITRE XXXVI

DU MOUVEMENT DE PIVOTEMENT TRANSVERSAL

On appelle essentiellement *roulis et tangage* les mouvements d'oscillations du bateau autour d'un axe horizontal longitudinal, ou horizontal transversal.

Le *mouvement de casserole* est un mouvement mixte dans lequel le tangage et le roulis entrent pour des parts d'importance analogue.

Il n'y a jamais dans la pratique de pur roulis ou de pur tangage. Tout changement de bande ou d'assiette est accompagné d'un changement plus ou moins important d'inclinaison en sens orthogonal.

Mais pour plus de simplicité dans l'exposé, on peut se contenter d'envisager distinctement les mouvements de pivotement autour de l'un et de l'autre des axes horizontaux, l'un longitudinal, l'autre transversal.

A un moment quelconque du changement d'inclinaison, si celui-ci est assez lent pour que les carènes successives immergées restent de même déplacement, l'axe instantané de rotation passe ainsi que nous l'avons indiqué en plusieurs occasions par le centre de gravité de la flottaison actuelle.

Mais, si les mouvements sont brusques, l'isocarénisme sera momentanément rompu, et l'axe d'oscillation se déplacera de façon telle que l'oscillation trouve à se continuer une résistance moindre.

Quoiqu'il en soit, l'étude des phénomènes qui se passent

quand le bateau roule ou qu'il tangue, s'appuyera sur des considérations analogues à celles que nous avons émises au chapitre XXXI, en étudiant le mouvement de rotation autour d'un axe vertical.

Ici encore nous considérerons le mouvement du bateau comme décomposé en une translation et une rotation. La translation s'opère comme si toute la masse était concentrée au centre de gravité, et que toutes les forces extérieures y fussent appliquées. La rotation s'opère autour d'un axe passant par le centre de gravité, et le produit de l'accélération angulaire par le moment d'inertie du corps par rapport à cet axe est égal à la somme algébrique des moments des forces extérieures par rapport au même axe.

La rotation d'isocarénisme résulte en particulier de ce que la rotation autour du centre de gravité fait naître suivant les cas un surcroît ou un défaut de poussée, dont l'effet est de transporter le centre de gravité et le bateau tout entier au niveau qu'il doit occuper. Sans examiner davantage ce mouvement complémentaire, nous n'étudierons que les mouvements de pivotement autour d'axes l'un longitudinal, l'autre transversal, et passant par le centre de gravité.

Pivotement autour d'un axe horizontal longitudinal. — Supposons d'abord le bateau réduit à un plan mince rectangulaire. Dans le mouvement de pivotement autour d'un axe horizontal longitudinal, le moment de la résistance que ferait naître son déplacement dans l'eau se calculerait encore par la méthode indiquée au chapitre XXXI.

Soient (fig. 158) h et h_1 les distances de l'axe de pivotement à l'arête supérieure et à l'arête inférieure du plan mince, L la longueur en plan, ω la vitesse angulaire ; on aura :

$$Q = KL\omega^2 \frac{h^4 + h_1^4}{4}.$$

La résistance sera minima si l'axe de pivotement est au milieu de la hauteur du plan, égale au tirant d'eau t ; on aura en ce cas en appelant toujours Σ la surface du plan :

$$Q = \frac{KL\omega^2 t^4}{32} = \frac{K\Sigma\omega^2 t^3}{32}.$$

Ainsi, toute choses égales d'ailleurs, la résistance présentée par un plan mince au mouvement d'oscillation au-

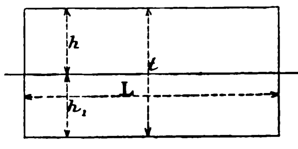


Fig. 158.

tour d'un axe horizontal longitudinal, varie à égalité de surface, comme le cube de la profondeur.

Si, au lieu d'un plan mince théorique, nous avons affaire à une carène modelée, nous devrons tenir compte du plus ou moins d'action des diverses régions au point de vue de la résistance transversale. En tous cas la résistance au pivotement croîtra très vite avec le tirant d'eau. De plus, ce seront surtout les régions extrêmes dans le sens de la profondeur qui interviendront dans la constitution de cette résistance au pivotement. Suivant qu'elles seront par elles-mêmes résistantes ou non, le moment du couple Q variera notablement en importance.

Il atteindra une valeur considérable pour les bateaux qui trouvent leur résistance transversale dans un plan mince profondément immergé tel qu'un long et haut tableau de quille, ou mieux encore tel qu'une semelle de dérive ou qu'un aileron porte lest. Au contraire les bateaux qui résistent à la dérive grâce à l'influence de plans minces à l'avant et à l'arrière résisteront peu au pivotement autour d'un axe horizontal longitudinal.

Enfin, en ce qui concerne le bateau sous voiles, il ne faut pas négliger la résistance que présente la voilure aux mouvements de pivotement autour d'un axe longitudinal. Surtout si le mouvement tend à se produire en sens contraire de l'action du vent, cette résistance, d'autant plus énergique que la composante F_2 est plus grande, devient prépondérante : en pratique, *les bateaux sous voiles ne roulent pas, à partir du largue.*

Mais, à des allures voisines du vent arrière, la composante F_2 cesse d'avoir une importance notable ; aussi sont-ce des allures où le roulis devient sensible même pour un voilier. Toutefois, le roulis n'est jamais pour un yacht matière à préoccupations.

Aussi n'envisagerons-nous ici que les mouvements de changement d'inclinaison, sans entrer dans le détail des oscillations périodiques qui constituent à proprement parler le roulis.

Ces changements d'inclinaison peuvent résulter de deux causes d'ordre bien différent : soit variation de l'action du vent, soit variation de la réaction de l'eau.

Si la force du vent varie d'une assez faible quantité, on peut considérer que le bateau ne cesse pas tout d'abord d'être soumis aux deux couples antagonistes F_2 et Φ_2, P et Π qui pendant l'état de régime se font équilibre, mais qu'en outre le système se complique d'une force additionnelle ou soustractive dF_2, suivant que la variation de l'intensité du vent est positive ou négative.

Si nous admettons que pendant le mouvement, les forces P Π, F_2 et Φ_2 se font toujours équilibre, la force dF_2 intervient seule au début dans le changement d'inclinaison. La vitesse angulaire étant ω, le moment d'inertie du bateau autour d'un axe horizontal longitudinal passant par le centre de gravité étant I, on a :

$$I \frac{d\omega}{dt} = \text{moment de } dF_2.$$

Ainsi l'accélération angulaire sera, toutes choses égales d'ailleurs, d'autant moindre au début que l'inertie du bateau est plus grande dans le sens de la hauteur, c'est-à-dire que les *régions lourdes* seront plus éloignées de la région moyenne du bateau.

D'autre part, dès que la vitesse angulaire aura atteint une valeur ω, il en résultera un moment de résistance au pivotement, lequel se retranchera du moment de dF_2 ; plus ce moment résistant sera considérable, plus vite l'accélération se ralentira.

Par analogie avec les raisonnements énoncés au chapitre XXXI et sans plus entrer dans les détails, nous voyons enfin que la variation d'inclinaison sera limitée par le travail résistant, lorsque ce travail aura absorbé le travail moteur de la variation d'intensité du vent.

Plus la résistance propre du bateau au pivotement sera considérable, et plus tôt le travail résistant nécessaire sera fourni, moins grand sera l'écart angulaire de la position initiale du bateau à sa position extrême d'inclinaison.

Nous avons montré au cours de la première partie qu'un bateau naviguant à une bande voisine de celle qui correspond au maximum de son couple de redressement pouvait chavirer si par une cause momentanée, son inclinaison s'accroissait jusqu'à atteindre la bande dangereuse.

On voit quel rôle utile peut jouer en conséquence la grandeur de la résistance propre de la carène au pivotement autour d'un axe longitudinal. En certaines circonstances, elle peut empêcher la bande de s'accroître assez loin pour que le chavirement s'en suive.

Le travail résistant de la carène n'a pas seulement pour effet de limiter l'écart maximum des positions du navire. Il intervient encore quand, la variation dF_2 ayant cessé d'agir, le bateau tend à revenir à sa position initiale, ou quand la variation dF_2 étant devenue définitive, le bateau

tend à prendre une nouvelle position de régime. Plus cette résistance est énergique, plus lentes et moins nombreuses sont les oscillations nécessaires pour que l'immobilité soit reprise dans le sens transversal.

Quand la variation intervient non plus dans la valeur de F_2, mais dans celle de Φ_2, par l'effet du passage d'une houle, par exemple,les rôles, de l'inertie de la carène et de sa résistance au pivotement ne varient pas. Mais en outre intervient plus efficacement la voilure.

Si la houle qui passe tend à redresser la voilure, c'est la force F_2 tout entière qui travaille à s'y opposer. Si elle tend à l'incliner davantage, F_2 subit une brusque diminution, et permet au couple P et Π d'agir à son tour avec une énergique prépondérance.

D'ailleurs le couple P et Π joue évidemment un rôle de première importance si les variations de F_2 ou de Φ_2 au lieu d'être faibles sont considérables et brusques, comme par exemple dans le cas où le bateau entre dans une région abriée, ou au contraire dans une risée.

Si le couple inclinant augmente, plus le bateau est stable et moindre est la vitesse avec laquelle il change de bande. Mais si le couple inclinant diminue, plus le bateau est stable et plus brusque au contraire est le retour du bateau à une position moins oblique.

Cette violence du mouvement de *rappel* est loin d'être une qualité : tout d'abord elle peut occasionner que le bateau dépasse la position verticale, vienne à giter au vent, à masquer ses voiles, etc. En outre, elle est l'occasion d'une incontestable fatigue pour la charpente toute entière du navire.

Aussi veillait-on dans les anciens voiliers à ne pas faire croître à l'excès la stabilité, et en particulier, on évitait de leur donner trop de lest, et de placer leur lest trop bas, ce qui, outre l'accroissement de stabilité, eût occasionné

un accroissement intempestif du moment d'inertie autour de l'axe longitudinal.

Aussi l'emploi de quilles en fonte ou en plomb a-t-il été accueilli, il y a quelques années, par un *tolle* général de la part de tous les *praticiens*, de tous les loups de mers expérimentés.

De telles quilles devaient, à les entendre, enlever aux yachts toute qualité nautique, à cause de la brutalité des mouvements de rappel qui en résulteraient.

L'expérience a prouvé au contraire que les mouvements de yachts, lestés non seulement sous la quille, mais même à l'extrémité d'un aileron, pouvaient être très doux.

Ceci tient à ce que les formes des yachts sont infiniment plus acculées que celles des navires, d'autant plus acculées que leur lest est plus bas, et que par suite leur résistance propre au roulis augmente encore plus vite que leur stabilité.

Et ceci prouve que, en matière de yachts, toute l'expérience du monde, fût-elle séculaire, ne sert de rien, si elle vise à préjuger des effets d'une innovation, sans passer méthodiquement en revue les variations qui en résulteront, non seulement pour une en particulier, mais bien pour chacune des qualités du navire.

CHAPITRE XXXVII

DU MOUVEMENT DE PIVOTEMENT LONGITUDINAL, DU COMPORT A LA MER.

Influence des formes de carène sur les mouvements de pivotement. — Dans le mouvement de pivotement longitudinal, la résistance offerte par la carène dérive de la résistance au pivotement d'un plan mince rectangulaire horizontal autour d'un axe transversal situé dans ce plan. A égalité de surface le moment de la résistance d'un tel plan croîtra comme le cube de sa longueur.

Mais les formes modelées de la carène modifient notablement la grandeur du moment, en ce qui concerne le bateau lui-même. D'abord la flottaison est aigüe aux extrémités, au lieu d'y conserver, comme le plan rectangulaire, la même largeur qu'au milieu de sa longueur. Comme ce sont les régions les plus distantes de l'axe transversal milieu qui interviennent au plus haut titre dans la grandeur de la résistance du plan mince, on voit que même réduite à un plan mince, la flottaison ne subirait pas, en pivotant dans l'eau, un effort à beaucoup près aussi grand que celui qui correspond à son rectangle circonscrit.

De plus, la forme des couples dans les régions extrêmes vient encore agir directement sur la résistance propre de chaque étendue de surface au mouvement général de pivotement.

Dans ce mouvement général, le mouvement individuel

de chaque tranche transversale peut s'assimiler à un transfert vertical, soit de bas en haut, soit de haut en bas. Le couple tout entier se déplace dans son plan, analogue à ce point de vue, à une moitié de ligne d'eau dans la propulsion longitudinale.

Cette analogie permet de préjuger du premier coup d'œil du plus ou moins de résistance à l'enfoncement ou à l'émersion qu'éprouverait chaque partie de la carène d'après les formes de ses couples. Les couples triangulaires et aigus et ceux d'un tracé soit à peine plein, soit à peine creux feront naître un minimum de résistance. Au contraire la résistance sera grande avec des couples très pleins ou très creux, et atteindra son maximum pour des couples à fonds plats.

Sur les yachts, la région arrière tout entière est constituée presque toujours de couples à fonds plats. Les couples de l'avant au contraire varient de formes, avec les types de bateaux, et tous les cas peuvent se présenter, depuis le couple triangulaire aigu jusqu'au couple à fond plat.

Pour que, dans un bateau, l'avant puisse offrir une résistance à l'immersion égale à celle de l'arrière, il faut que les deux extrémités soient de même nature. Ainsi ce cas se produira pour une baleinière, dont l'étambot est analogue à une étrave. Il se produira encore pour un bulbkeel moderne dont la guibre est analogue à un cul de poule. Nous reviendrons sur le comport à la mer de ces deux types extrêmes de bateaux. Pour tous les yachts de type raisonnable, la voûte étendue de l'arrière résiste énergiquement à l'enfoncement dans l'eau, et beaucoup moins efficacement au déjaugement. Au contraire les formes de l'avant sont impuissantes à empêcher cette partie du bateau de pénétrer plus ou moins profondément dans l'eau, ou d'en sortir quand le bateau se relève. En pratique, au point

de vue qui nous occupe, le bateau n'est jamais menacé d'engager dans toute sa partie arrière, et il suffit d'étudier ce qui se passe dans les mouvements d'immersion et d'émersion de l'avant.

Mais tout d'abord, nous examinerons l'influence de l'inertie, et de la stabilité longitudinales.

Influence du moment d'inertie sur les mouvements de pivotement. — Le moment d'inertie du bateau par rapport à un axe transversal horizontal intervient pour déterminer en chaque instant la grandeur de l'accélération angulaire dans le mouvement de pivotement longitudinal. Plus cette inertie est grande et plus cette accélération est faible.

Ainsi. quand une cause de changement d'assiette vient agir sur un bateau jusqu'alors en état de régime, la rapidité avec laquelle il obéira à cette influence sera en raison inverse de son moment d'inertie. D'autre part, si le mouvement de pivotement prend néanmoins naissance, il sera d'autant plus long à s'arrêter que le moment d'inertie sera plus grand. (L'accélération *négative* du mouvement étant en ce cas plus faible en valeur absolue).

Il va sans dire que le moment d'inertie autour d'un axe transversal horizontal croît, à déplacement égal, si l'on écarte du milieu les poids constitutifs du bateau.

En dehors de quelques objets pesants, tels que les ancres, les barils de galères, etc., et des hommes de l'équipage, qu'il y a avantage à faire rallier au centre du bateau si l'on veut *momentanément* diminuer le moment d'inertie, le seul élément de construction qui permette d'agir d'une façon définitive sur ce moment est le lest. Suivant qu'on le répartit sur toute la longueur de la quille, ou qu'on le ramène en un bloc de faible longueur, on fait croître ou décroître le moment d'inertie. On remarquera

que plus le lest est ramassé et plus il occupe de volume en hauteur : en diminuant par cet artifice de construction le moment d'inertie longitudinal, on diminue forcément un peu la stabilité de poids.

Action de la stabilité longitudinale sur les mouvements du bateau à la mer. — La stabilité longitudinale intervient pour tendre toujours à ramener, au prorata de son plus ou moins d'intensité, le bateau à une *flottaison droite moyenne actuelle*. Bien entendu cette flottaison n'est normale à la verticale du globe que si la surface de la mer est horizontale.

Or ce cas n'est en pratique qu'un cas d'exception. Dès que la mer est le moins du monde agitée, les houles qui s'y forment (Voilure, navigation et manœuvre du yacht, chapitre XV) constituent des surfaces obliques, alternativement dans un sens et dans l'autre. Le mouvement même de l'eau dans la houle, a pour effet d'entraîner avec lui la *verticale apparente*, c'est-à-dire qu'en chaque point d'une houle, un fil à plomb, porté par un petit flotteur *obéissant au mouvement* resterait normal à la houle.

C'est donc bien sensiblement suivant la direction mo-

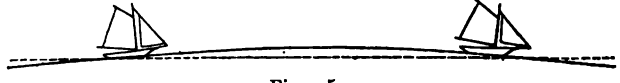


Fig. 159.

yenne de la surface de la houle que la flottaison droite du bateau tend à s'établir. Quand les houles sont longues et peu prononcées, c'est en effet ce qui se passe (fig. 159) ; les mouvements de pivotement longitudinal par lesquels le bateau monte et descend successivement les flancs de chaque ondulation s'opèrent avec douceur et régularité.

Mais quand les houles sont courtes, les faits ne se passent plus de même.

En se transportant du versant ascendant au versant descendant de la houle, le bateau subit un effort de pivotement brusque lorsqu'il franchit la crête, effort qui tend à piquer du nez. De même en franchissant le creux suivant,

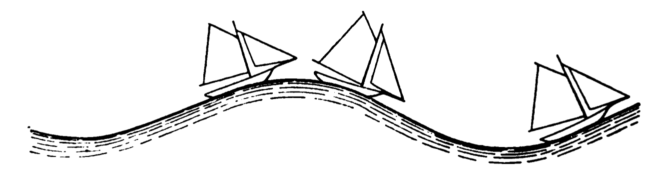


Fig. 160.

il prend un mouvement de pivotement en sens inverse qui tend à lui faire lever le nez.

Enfin quand, ce qui représente le cas général, des vagues et des clapotis viennent se greffer sur les houles courtes, à ces mouvements alternatifs principaux de pivotement viennent s'ajouter d'autres mouvements secondaires analogues : en chaque instant le bateau est sollicité par sa stabilité à venir prendre, comme nous l'avons dit il y a un instant, une position de flottaison droite *moyenne* au travers des intumescences de plus ou moins grand volume de la surface de l'eau.

Influence de la stabilité longitudinale sur le comport à la mer. — Si la stabilité longitudinale est faible, cette sollicitation peu intense n'aura pas eu le temps de commencer à se faire obéir que déjà l'état de la mer ayant varié, la sollicitation se produira en sens inverse. Les mouvements du bateau par rapport à la verticale du globe seront faibles, le *bateau ne semblera pas tanguer*. Mais en réalité, les mouvements par rapport à la verticale apparente des houles seront énormes, la flottaison variera de forme d'une façon continuelle et très accusée, au lieu de ne

Nous renverrons, pour plus ample étude sur ce sujet, nos lecteurs au magistral ouvrage de Dixon Kemp, dont notre excellent confrère et ami M. Boyn a donné une si lumineuse et parfaite traduction. Il nous semble impossible de mieux rendre en français la pensée de l'auteur anglais, que nous avions lu dans le texte, avant que la traduction de M. Boyn eût paru. Mais, ni dans l'ouvrage original, ni dans la traduction, les théories anglaises ne peuvent se faire jour en notre cerveau. Peut-être y a-t-il là une simple question d'affinité de race.

Quoiqu'il en soit, de nos lectures il nous reste en bloc ceci : M. Scott Russel découvrit que certains bateaux, à partir d'une certaine vitesse, soulèvent à l'avant une houle du genre *solitaire*, dont le profil est sinusoïdal, tandis qu'à l'arrière, ils soulèvent une houle ordinaire ou trochoïdale. Donc, dit-il, les lignes d'eau de l'avant doivent être tracées en forme de sinusoïde, et celles de l'arrière en forme de trochoïde.

Mais M. Colin Archer, intervenant ensuite, déclare inutile que la forme sinusoïdale à l'avant et trochoïdale à l'arrière s'étende à toutes les lignes d'eau ; il suffit d'après lui qu'elle soit donnée à la courbe des aires des couples, toute latitude étant laissée pour le tracé des sections planes du bateau.

D'autre part, en même temps que ces auteurs voient dans ces formes d'avant et d'arrière le minimum de résistance, ils déduisent des relevés sur les vitesses propres de translation des houles sinusoïdale et trochoïdales en fonction de leur longueur, d'abord le rapport des longueurs convenables de la partie avant et de la partie arrière du bateau, et surtout la vitesse limite qu'il pourra atteindre, vitesse qui est précisément celles des houles d'après le contour desquelles il a été dessiné.

Sans entrer plus par le menu dans l'exposé d'opinions

que nous sommes impuissants à nous assimiler, nous allons chercher à énoncer en cette fin de volume nos idées personnelles sur la question, idées infiniment moins affirmatives, sinon beaucoup plus claires que celles des auteurs anglais.

Le bateau qui se déplace dans l'eau est *une cause* de mouvements des molécules liquides. Nous avons au chapitre XXIV examiné *les effets* probables de cette cause *au voisinage immédiat de la carène.* Nous avons vu que des surpressions par rapport à la pression hydrostatique se produisent à l'avant, et des dépressions à l'arrière, que les filets fluides qui avoisinent la coque sont plus ou moins intensivement déformés autour d'elle.

Mais ce premier effet intervient à son tour comme cause de perturbations plus lointaines, et l'*effet constaté, visible, de cette deuxième cause*, c'est l'agitation superficielle de l'eau autour du bateau, le système de vagues qui l'entoure pendant sa marche.

Est-il possible qu'un bateau en marche ne soulève aucune vague ? Nous ne le croyons pas.

Mais la nature des vagues que le bateau soulève et leur nombre est variable, et certaines précautions de tracé peuvent les modifier.

Il nous semble que l'ébranlement général de la masse d'eau qui résulte du passage fera toujours naître une houle, analogue à la houle ordinaire, ou trochoïdale. Le bateau sera aussi parfaitement dessiné que possible si elle naît seule. Mais si des anomalies de tracé se présentent à l'avant, le bateau provoquera, en plus de cette houle normale, des intumescences dont la grandeur et la nature varient suivant les cas.

On verra certaines carènes refouler à l'avant un *bourrelet* liquide, une vague brisante ; pour d'autres, un contour aigu se substituera au contour arrondi de la première intu-

mescence de la houle normale. Enfin les vagues solitaires, sinusoïdales, qu'observa Scott Russel nous semblent être aussi, si fréquentes qu'elles soient pour les grands navires, de véritables anomalies résultant d'un tracé défectueux de la carène, ou d'une vitesse inacceptable qui lui est imprimée.

Les formes des yachts, et la vitesse qu'on leur demande, doivent permettre de les supprimer.

De même, à l'arrière un mauvais tracé peut faire naître aussi des intumescences qui se superposent à la deuxième crête de la houle régulière inévitable.

De toute évidence, si nous formulons de telles hypothèses, nous devons conclure qu'il faudra chercher à donner à la carène une forme telle que les vagues complémentaires anormales soient évitées.

Mais les chapitres que nous avons consacrés à l'étude des formes de la carène envisagées au point de vue de la résistance à la propulsion n'en seront nullement modifiés.

C'est précisément, suivant nous, en donnant aux formes de la carène le plus de finesse possible, en déformant les filets liquides avec autant de douceur que faire se peut, qu'on réduira au minimum l'ébranlement des couches d'eau, qu'on le rendra plus régulier, et qu'on évitera les perturbations anormales de la houle inévitable.

On remarquera en passant que l'étude pure et simple des chemins d'eau conduit à elle seule à choisir pour les carènes des formes bien voisines de celles que préconise Scott Russel. En particulier, la sinusoïde qu'il indique comme étant la ligne la plus fine qu'on puisse choisir pour l'avant d'une ligne d'eau est en effet une ligne creuse, mais peu creuse : Scott Russel, tout le premier, s'élève, ainsi que nous l'avons fait nous-même, contre l'emploi de lignes qui, en devenant trop creuses, cessent d'être fines. De même, la trochoïde qu'il admet pour les formes de

l'arrière est moins fine que la sinusoïde, et nous aussi, nous avons été conduit à montrer que les lignes d'eau n'ont pas besoin, à l'arrière, d'autant de finesse qu'à l'avant.

Quoi qu'il en soit, supposons le bateau aussi correctement tracé que possible, et ne faisant naître aucune intumescence anormale ; il n'en est pas moins accompagné par une houle, à formes régulières et arrondies, dont une crête est au voisinage de l'avant, une autre au voisinage de l'arrière, et le creux au milieu du bateau.

Quand le régime est établi, cette houle a exactement la même vitesse que le bateau. Elle dessine le long de sa coque une ligne définitive, qui subsiste aussi longtemps que l'état de régime dure ; la houle et le bateau ne font plus qu'un ensemble, lequel se déplace tout entier par rapport à l'eau immobile.

Or, sans rien certifier sur la nature de la dite houle, sans affirmer qu'elle est trochoïdale comme les houles ordinaires ou sinusoïdale comme les houles solitaires, on peut préjuger hardiment que, semblable en cela à toutes les autres houles, elle est d'autant plus rapide que sa distance de crête en crête est plus longue. On peut en outre affirmer que, une fois créée, elle tend à se propager par elle-même, mais pourtant que l'énergie consacrée à la faire naître s'absorbe peu à peu dans des frottements moléculaires ; abandonnée à elle-même elle se déformerait et s'éteindrait peu à peu.

De ceci l'on peut conclure que pendant l'état de régime que nous avons décrit, la houle emprunte au vent, par l'intermédiaire du bateau, non pas la totalité de l'énergie propre qu'elle emmagasine, mais seulement un travail égal au travail des frottements moléculaires internes. Abandonnée à elle-même, elle diminuerait peut-être de vitesse, à coup sûr, d'ampleur, mais pourtant conserve-

rait au début la majeure partie de sa vitesse et de son ampleur. Puisque, lorsqu'elle accompagne le bateau, elle ne varie ni à l'un, ni à l'autre de ces points de vue, c'est que le bateau lui fournit strictement ce qu'il faut pour l'*entre tenir* identique à elle-même.

Supposons maintenant qu'une variation dans l'intensité du vent tende à accroître la vitesse du bateau. Tout d'abord l'état de régime cessera de subsister, la houle devra varier de volume, le bateau devra non plus entretenir la même houle, mais bien créer une houle plus importante. Ce ne sera plus un travail différentiel d'entretien, mais bien un travail total créateur. La force en jeu croîtra notablement, et par suite la vitesse n'aura pas à varier de beaucoup pour que le travail moteur du vent soit encore absorbé. Les variations momentanées d'effort du vent ne feront donc pas prendre au bateau une vitesse notablement plus rapide.

Mais voici de plus, un fait d'expérience ; la théorie n'intervient que pour le commenter : à partir d'une certaine fraîcheur de vent et d'une vitesse limite du bateau, même quand l'intensité de la brise varie, si la brise fraîchit encore, la houle accompagnatrice du bateau ne varie pas sensiblement de longueur, ni de vitesse : elle varie seulement d'ampleur.

Pour la longueur de crête en crête et la vitesse de propagation qu'elle a, elle prend une hauteur de crête en creux anormale, supérieure de beaucoup à celle qu'elle pourrait conserver, *même pendant un temps très court* si elle était abandonnée à elle-même. Et dans ces conditions, le travail que son entretien exige s'accroît démesurément, et absorbe indéfiniment le surcroît de travail moteur que la voilure peut emprunter alors à la brise.

Inversement, tant que la brise ne descend pas au-dessous d'un certain minimum de fraîcheur, le travail d'entretien de la houle diminue à mesure que le bateau exerce

un moindre effort sur l'eau qui entoure la carène. L'ampleur de la houle décroît, mais sa longueur, sa vitesse, et la vitesse du bateau ne varient pas sensiblement.

Ainsi, pour un bateau donné, il existe une vitesse limite, à très peu près égale à la vitesse propre de propagation de la houle qui accompagne le bateau, avec une crête vers l'avant, et une autre vers l'arrière. Quand cette vitesse est atteinte, le travail du vent passe tout entier dans les frottements, soit entre la carène et l'eau qui la baigne, soit entre les molécules de la houle que soulève le bateau.

Nous avons, au chapitre III de notre *Architecture et Construction du Yacht*, défini cette houle en l'appellant la houle *synchrone* du bateau. Un bateau forcé de toile sera d'autant plus rapide que sa houle synchrone aura elle-même une vitesse de propagation plus grande.

Comme la vitesse de la houle croît avec sa distance de crête en crête, et que la distance des crêtes est elle-même du même ordre de grandeur que la *longueur* du bateau, on peut conclure sans autre examen que la lougueur du bateau est le premier facteur de sa vitesse maxima.

D'autre part, pour une même longueur de bateau, la position des crêtes de la houle synchrone dépendra des formes de la carène. Ces crêtes se placent d'elles-mêmes dans les régions où le bateau commence à prendre un volume notable, à l'avant, ou commence à diminuer notablement de volume à l'arrière.

Un bateau trop fin verra donc naître les deux crêtes de sa houle plus près de son milieu qu'un bateau un peu moins fin ; l'excès de finesse est donc une cause de diminution dans la vitesse limite du bateau.

Bien entendu, il ne faut pas aller trop loin en sens inverse, car alors le bateau, mal dessiné, soulèverait, en plus de sa houle synchrône, des intumescences anormales à l'avant et à l'arrière, qu'il aurait, soit à entretenir, soit à

renouveler en chaque instant, et qui feraient tomber à bien peu de choses sa vitesse limite.

En achevant ce dernier volume de notre série Yachts et Yachting, nous avons à cœur de remercier le public du bon accueil qu'il a fait à nos deux premiers livres. Nous voulons encore une dernière fois insister sur les conclusions par lesquelles nous terminions l'exposé de la construction du yacht d'une part, de sa manœuvre de l'autre.

Construction et manœuvre sont deux spécialités dont l'ensemble seul constitue le yachting. Le yachting ne prospérera qu'autant que ceux qui pratiquent ses deux branches en posséderont à fond la technicité. Que les yachtsmen, à chaque navigation, à chaque sortie, s'exercent à mieux comprendre, à mieux pénétrer les secrets si complexes de leur sport. Que les architectes navals, à chaque construction, s'efforcent de dessiner leur projet non pas sans but précis et comme au hasard, mais avec l'objectif bien net de telle ou telle qualité à faire prévaloir dans leur nouveau bateau, puis qu'ils étudient soigneusement après sa construction, sa façon de naviguer, et arrivent ainsi peu à peu à se faire une idée juste de la valeur effective de leurs conceptions.

Nous osons espérer que la présente Théorie du yacht pourra servir de guide aux uns comme aux autres, et contribuera, pour sa modeste part, aux progrès du Yachting en France, à l'amélioration rapide des Yachts Français.

TABLE DES MATIÈRES

